



# Étalonnage du cinquième télescope de l'expérience H.E.S.S. et observation du Centre Galactique au delà de 30 GeV

Raphaël Chalmé-Calvet

## ► To cite this version:

Raphaël Chalmé-Calvet. Étalonnage du cinquième télescope de l'expérience H.E.S.S. et observation du Centre Galactique au delà de 30 GeV. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066504 . tel-01307151

**HAL Id: tel-01307151**

**<https://theses.hal.science/tel-01307151>**

Submitted on 26 Apr 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité  
Physique de l'Univers

École doctorale Sciences de la Terre et de l'Environnement  
et Physique de l'Univers

présentée par

**Raphaël CHALMÉ-CALVET**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

**Étalonnage du cinquième télescope  
de l'expérience H.E.S.S.  
et observation du Centre Galactique  
au delà de 30 GeV**

soutenue le 23 Novembre 2015 devant le jury composé de :

M. François MONTANET	Rapporteur
M. Oscar BLANCH BIGAS	Rapporteur
M. Mathieu de NAUROIS	Examineur
M. Jamie HOLDER	Examineur
M. Robert MOCHKOVITCH	Président du jury
M. Jean-Paul TAVERNET	Directeur de thèse



# Remerciements

Je remercie tout d'abord, Reynald Pain, ancien directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies et son successeur Gregorio Bernardi pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire durant cette thèse.

Je remercie ensuite François Montanet, Oscar Blanch Bigas, qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et dont les commentaires et corrections m'ont permis d'améliorer la qualité du manuscrit. De même, merci à Mathieu de Nauroi, Jamie Holder et Robert Mochkovitch, membres du jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse.

Je tiens à remercier grandement Jean-Paul Tavernet pour l'aide et le soutien qu'il m'a apporté au long de ces trois années de thèse et pour la liberté qu'il m'a accordée dans mes recherches, ainsi que pour sa bonne humeur permanente qui m'a encouragé à ne pas baisser les bras dans les moments de doute.

Un grand merci à l'ensemble du groupe H.E.S.S. du LPNHE, Pascal Vincent, Jacholkowska Agnieszka, Julien Bolmont et Jean-Philippe Lenain, pour l'aide qu'ils m'ont apportée. De même, merci aux membres des groupes informatique et électronique de H.E.S.S. dont font partie François Toussenel, Patrick Nayman et Jean-François Huppert.

J'aimerais ensuite remercier l'ensemble de la collaboration H.E.S.S., dont les différentes réunions auxquelles j'ai pu participer m'ont permis d'avoir une vision d'ensemble des recherches et études effectuées. Merci tout particulièrement à Mathieu de Naurois, avec qui j'ai travaillé en étroite collaboration et dont les conseils avisés m'ont permis d'avancer à grand pas dans mon travail.

De plus, je remercie les thésards du LPNHE et en particulier ceux du groupe H.E.S.S., Mathieu Kieffer, Mathieu Chrétien et Daniel Kerszberg avec lesquels j'ai pu relâcher la pression.

Enfin je remercie mes parents et mes amis qui m'ont soutenu durant ces trois ans.





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>12</b>
<b>I Astronomie de très hautes énergies</b>	<b>13</b>
<b>1 Rayons cosmiques</b>	<b>14</b>
1.1 Les rayons cosmiques . . . . .	14
1.2 Origine des rayons cosmiques Galactiques . . . . .	16
1.2.1 Accélération . . . . .	16
1.2.2 Propagation . . . . .	17
1.3 Processus radiatifs des rayons cosmiques . . . . .	17
1.3.1 Émission synchrotron . . . . .	17
1.3.2 Émission par rayonnement de freinage . . . . .	18
1.3.3 Émission par diffusion Compton inverse . . . . .	18
1.3.4 Émission par processus hadronique . . . . .	18
1.4 Conclusion . . . . .	18
<b>2 Astronomie des hautes énergies</b>	<b>20</b>
2.1 Les sources de gamma de très hautes énergies . . . . .	20
2.1.1 Les sources Galactiques . . . . .	20
2.1.2 Les sources extragalactiques . . . . .	23
2.2 Les techniques de détection . . . . .	23
2.2.1 Astronomie spatiale . . . . .	23
2.2.2 Astronomie au sol . . . . .	24
<b>II Étalonnage de l'expérience H.E.S.S.</b>	<b>28</b>
<b>3 Le réseau de télescopes H.E.S.S.</b>	<b>29</b>
3.1 Le réseau . . . . .	29
3.2 Phase I de H.E.S.S. . . . .	30
3.2.1 Monture . . . . .	30
3.2.2 Optique . . . . .	31
3.2.3 Caméras . . . . .	31

3.3	Phase II de H.E.S.S. . . . . .	32
3.3.1	Monture . . . . .	33
3.3.2	Optique . . . . .	33
3.3.3	Autofocus . . . . .	33
3.3.4	Caméra . . . . .	34
3.4	Le déclenchement . . . . .	34
3.4.1	Déclenchement par télescope . . . . .	35
3.4.2	Déclenchement du réseau . . . . .	35
3.5	Simulations . . . . .	35
3.5.1	Simulations des gerbes atmosphériques . . . . .	36
3.5.2	Simulation des télescopes . . . . .	36
3.5.3	Vers une simulation acquisition par acquisition . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Étalonnage des cameras</b>	<b>38</b>
4.1	Gains . . . . .	38
4.2	Piédestal et bruit de fond du ciel . . . . .	39
4.3	Coefficient de Flat Field . . . . .	40
4.4	Pixels non fonctionnels . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Étalonnage de l'information temporelle</b>	<b>42</b>
5.1	Le temps du maximum d'intensité . . . . .	42
5.2	Étude des acquisitions de Flat Field . . . . .	43
5.2.1	Distribution du temps du maximum sur la caméra . . . . .	43
5.2.2	Evolution temporelle du temps du maximum . . . . .	45
5.3	Méthodes d'étalonnage . . . . .	45
5.3.1	Décalage sur la caméra . . . . .	45
5.3.2	Étalonnage affine . . . . .	45
5.4	Application de l'étalonnage . . . . .	47
5.4.1	Application aux acquisitions de Flat Field . . . . .	47
5.4.2	Application aux données d'observation . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Étalonnage optique par anneaux de muons</b>	<b>50</b>
6.1	Efficacité optique . . . . .	51
6.2	Modèle d'anneau de muon . . . . .	51
6.2.1	Modèle théorique pour un télescope circulaire . . . . .	51
6.2.2	Prise en compte de l'absorption par l'atmosphère . . . . .	53
6.3	Méthode de reconstruction des anneaux . . . . .	53
6.3.1	Nettoyage de l'image . . . . .	54
6.3.2	Première sélection des muons . . . . .	56
6.3.3	Ajustement par maximum de vraisemblance . . . . .	56
6.4	Étude en simulation . . . . .	58
6.4.1	Sélection des anneaux . . . . .	58
6.4.2	Incertitudes sur l'efficacité optique des télescopes et sur la reconstruction des paramètres du muon . . . . .	61
6.4.3	Efficacité de référence . . . . .	63
6.4.4	Dégradation simulée des télescopes . . . . .	63

6.5	Étude de l'efficacité optique des télescopes de H.E.S.S . . . . .	63
6.5.1	Distribution d'efficacité optique au cours d'une acquisition . . . . .	64
6.5.2	Suivi de l'efficacité optique au cours du temps . . . . .	64
<b>III</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>69</b>
<b>7</b>	<b>Reconstruction des événements</b>	<b>70</b>
7.1	La méthode de Hillas . . . . .	71
7.1.1	Nettoyage de l'image . . . . .	71
7.1.2	Paramètres de Hillas . . . . .	71
7.1.3	Reconstruction stéréoscopique . . . . .	73
7.1.4	Reconstruction monoscopique . . . . .	73
7.1.5	Discrimination des hadrons . . . . .	75
7.2	Reconstruction par modèle semi-analytique . . . . .	75
7.2.1	Production des modèles . . . . .	75
7.2.2	Ajustement par maximum de vraisemblance . . . . .	77
7.2.3	Améliorations apportées à l'analyse monoscopique . . . . .	77
7.3	Soustraction du fond . . . . .	79
7.3.1	Méthodes de soustraction . . . . .	79
7.3.2	Excès, significativité, signal sur bruit et uniformité des régions OFF . . .	82
7.4	Rejet du bruit de fond . . . . .	83
7.4.1	Coupures de forme . . . . .	83
7.4.2	Coupures de séparation . . . . .	83
7.4.3	Distance angulaire à la source . . . . .	84
7.4.4	Comparaison à du bruit de fond du ciel (NSB Goodness) . . . . .	85
7.4.5	Coupure dépendante en énergie . . . . .	86
7.4.6	Définitions des coupures standards . . . . .	88
7.5	Performances . . . . .	88
7.5.1	Résolutions . . . . .	88
7.5.2	Surface effective . . . . .	90
7.6	Analyse spectrale . . . . .	92
<b>8</b>	<b>Baisser le seuil en énergie</b>	<b>95</b>
8.1	Étude du noyau actif de galaxie PKS 2155-304 . . . . .	95
8.1.1	Choix de la source . . . . .	96
8.1.2	Sélection des acquisitions d'observation . . . . .	96
8.1.3	Résultats des analyses en coupures standards . . . . .	99
8.2	Étude des coupures . . . . .	104
8.2.1	Énergie reconstruite . . . . .	104
8.2.2	Qualité de l'ajustement . . . . .	105
8.2.3	NSB Goodness en intensité . . . . .	107
8.2.4	Temps du maximum . . . . .	108
8.3	Abaissé le seuil en énergie . . . . .	110
8.3.1	NSB Goodness temporel dépendant en énergie . . . . .	110
8.3.2	Résultats . . . . .	114

8.4	Conclusion . . . . .	117
<b>IV</b>	<b>Observation du Centre Galactique</b>	<b>119</b>
<b>9</b>	<b>Observations multi-longueur d'onde</b>	<b>120</b>
9.1	Le Centre Galactique en radio . . . . .	120
9.2	Le Centre Galactique en rayons X . . . . .	122
9.3	Le Centre Galactique en rayon gamma . . . . .	123
9.4	La Zone Moléculaire Centrale . . . . .	123
9.5	Le complexe Sgr A . . . . .	125
<b>10</b>	<b>Centre Galactique observé par H.E.S.S</b>	<b>127</b>
10.1	Centre Galactique observé par la phase I de H.E.S.S . . . . .	127
10.1.1	Sources ponctuelles et émission diffuse au Centre Galactique . . . . .	127
10.1.2	Nouvelle mesure de la position de HESS J1745-290 . . . . .	130
10.1.3	Spectre de HESS J1745-290 . . . . .	131
10.2	Centre Galactique observé par la phase II de H.E.S.S . . . . .	131
10.2.1	Sélection des acquisitions d'observation . . . . .	131
10.2.2	Analyses standards . . . . .	133
10.2.3	Application de la coupure temporelle . . . . .	133
10.2.4	Analyse spectrale . . . . .	136
	<b>Conclusion</b>	<b>142</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>143</b>



# Introduction

Depuis la découverte des rayons cosmiques par Victor Hess en 1912, le mystère quant à leur origine demeure entier. Ces particules chargées qui bombardent continuellement la Terre transportent une énergie considérable qui mène à penser qu’ils proviennent de phénomènes très violents, tels que les explosions de supernova ou les trous noirs supermassifs. Cependant, du fait de leur charge, ils sont déviés par les champs magnétiques présents dans la Galaxie. Cet effet empêche de déterminer directement leur provenance.

Une méthode indirecte a donc été développée qui consiste en l’observation des photons produits lors de l’interaction des rayons cosmiques avec les particules du milieu interstellaire et les champs magnétiques. En effet, leur propagation en ligne droite permet de déterminer l’endroit d’où ils ont été émis. En particulier, l’observation des photons gamma de haute et très haute énergie donne directement accès au site d’accélération des rayons cosmiques.

Le réseau de télescope H.E.S.S. est une expérience de télescopes à imagerie Cherenkov située en Namibie et opérationnel depuis 2004. Il est dédié à l’observation des photons de très haute énergie au delà de 100 GeV. Sa localisation dans l’hémisphère sud lui permet d’observer une grande partie du plan Galactique et en particulier ses régions centrales. En juillet 2012, la mise en opération d’un cinquième télescope (CT5) au sein du réseau constitue la phase II de l’expérience H.E.S.S. et lui permet d’atteindre des énergies jusque là quasiment inexplorées. En effet, CT5 est le plus gros télescope à imagerie Cherenkov au monde et peut observer des photons jusqu’à l’énergie minimale de 30 GeV.

Le centre de la Voie Lactée (ou Centre Galactique) est une région idéale pour l’étude des rayons cosmiques. Cette région complexe possède en effet de nombreuses sources potentielles pour leur accélération. Le Centre Galactique a longuement été observé par H.E.S.S. qui a mis à jour une source ponctuelle très brillante à très haute énergie et en coïncidence spatiale avec le trou noir supermassif Sgr A\* et la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04. De plus, H.E.S.S. observe une émission diffuse le long du plan Galactique corrélée avec les nuages moléculaires géants présents dans cette région. Ces deux types d’émission permettent d’avoir accès au site d’accélération des rayons cosmiques ainsi qu’à leur propagation et leur interaction avec le milieu interstellaire.

L’objectif de cette thèse est l’observation du Centre Galactique avec la phase II de H.E.S.S. L’étude des photons d’énergie comprise entre 30 GeV et 100 GeV permettrait de mieux contraindre les modèles d’accélération et propagation des rayons cosmiques dans cette région. Pour cela, une étude détaillée de l’étalonnage du cinquième télescope de l’expérience est nécessaire ainsi que l’adaptation des méthodes d’analyse pour un télescope de cette taille.

La première partie de ce manuscrit présente un large panorama des connaissances actuelles sur l'astronomie des très hautes énergies. En premier lieu, les caractéristiques des rayons cosmiques sont décrits. Les mécanismes théoriques permettant leur accélération et leur propagation dans la Galaxie sont exposés ainsi que les processus radiatifs à l'origine des rayons gamma de très haute énergie. Les différents types de sources connues de rayons gamma sont ensuite présentés ainsi que les instruments permettant leur observation.

La seconde partie est consacré à l'étude de réseau de télescopes H.E.S.S. et à son étalonnage. Les caractéristiques des deux types de télescopes ainsi que de leur caméra sont tout d'abord présentées. Puis, les méthodes d'étalonnage des caméras sont étudiées. Une attention particulière sera portée sur l'étalonnage de l'information temporelle enregistrée par CT5. Enfin nous étudierons l'étalonnage optique des télescopes par l'analyse des anneaux de muons et en particuliers l'adaptation de cette méthode à CT5, dont la forme elliptique nécessite un traitement spécial.

Afin de déterminer la direction et l'énergie des photons gamma observés, une reconstruction des images de gerbes atmosphériques est nécessaire. La reconstruction des images par modèle semi-analytique sera détaillée dans la troisième partie de ce manuscrit, d'une part en étudiant seulement les événements de CT5 (analyse monoscopique) puis ceux de l'ensemble du réseau (analyse stéréoscopique) d'autre part.

Les méthodes de sélection des photons gamma parmi le bruit de fond de hadrons sont ensuite présentées. En particulier, le développement d'une nouvelle variable de rejet du bruit de fond utilisant les données temporelles de CT5 est exposé. Enfin une étude systématique des performances de l'analyse ainsi des coupures de sélection des photons gamma est effectuée dans le but d'atteindre le plus bas seuil en énergie possible en contrôlant les effets systématiques de l'expérience.

La dernière partie est consacrée à l'observation du Centre Galactique. L'environnement complexe de cette région est détaillé par l'étude des observations multi-longueur d'onde. Les analyses des données du Centre Galactique effectuées pendant la première phase de H.E.S.S. sont ensuite décrites en détails. Enfin nous présenterons les observations de la région par la phase II de H.E.S.S. au cours de l'année 2014. Une reconstruction spectrale de la source observée sera effectuée.





Première partie

Astronomie de très hautes énergies

# Chapitre 1

## Rayons cosmiques

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Les rayons cosmiques . . . . .</b>	<b>14</b>
<b>1.2</b>	<b>Origine des rayons cosmiques Galactiques . . . . .</b>	<b>16</b>
1.2.1	Accélération . . . . .	16
1.2.2	Propagation . . . . .	17
<b>1.3</b>	<b>Processus radiatifs des rayons cosmiques . . . . .</b>	<b>17</b>
1.3.1	Émission synchrotron . . . . .	17
1.3.2	Émission par rayonnement de freinage . . . . .	18
1.3.3	Émission par diffusion Compton inverse . . . . .	18
1.3.4	Émission par processus hadronique . . . . .	18
<b>1.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>18</b>

---

### 1.1 Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques ont été découverts par Victor Hess en 1912 lors de vols en ballon. Ce sont des particules chargées qui bombardent continuellement la Terre. Ils sont principalement composés de protons et d'éléments plus lourds (He, Fe, C, ...), mais aussi dans une bien moindre mesure d'électrons et de photons. En 1939, Pierre Auger constate une coïncidence dans les temps d'arrivée au sol de particules chargées séparées de plusieurs dizaines de mètres et en déduit qu'elles sont le résultat d'une gerbe de particules issue d'un seul et même rayon cosmique qui pourrait atteindre une énergie d'au moins  $10^{15}$  eV.

Le flux du rayonnement cosmique est décrit par une loi de puissance d'indice  $\sim -2.7$  jusqu'à des énergies d'environ  $3 \times 10^{15}$  eV (zone appelée le "genou" du spectre de rayons cosmiques), puis par une autre loi de puissance d'indice  $\sim -3.0$  jusqu'à la "cheville" du spectre (située à une énergie  $E \sim 2 \times 10^{18}$  eV). Enfin, on observe une coupure (dite coupure GZK) autour de  $5 \times 10^{19}$  eV.

On peut poser une limite maximale à l'énergie des rayons cosmiques Galactiques (GCR pour Galactic Cosmic Rays). Cette limite est due au rayon de Larmor  $R_L$  des GCR, qui doit être

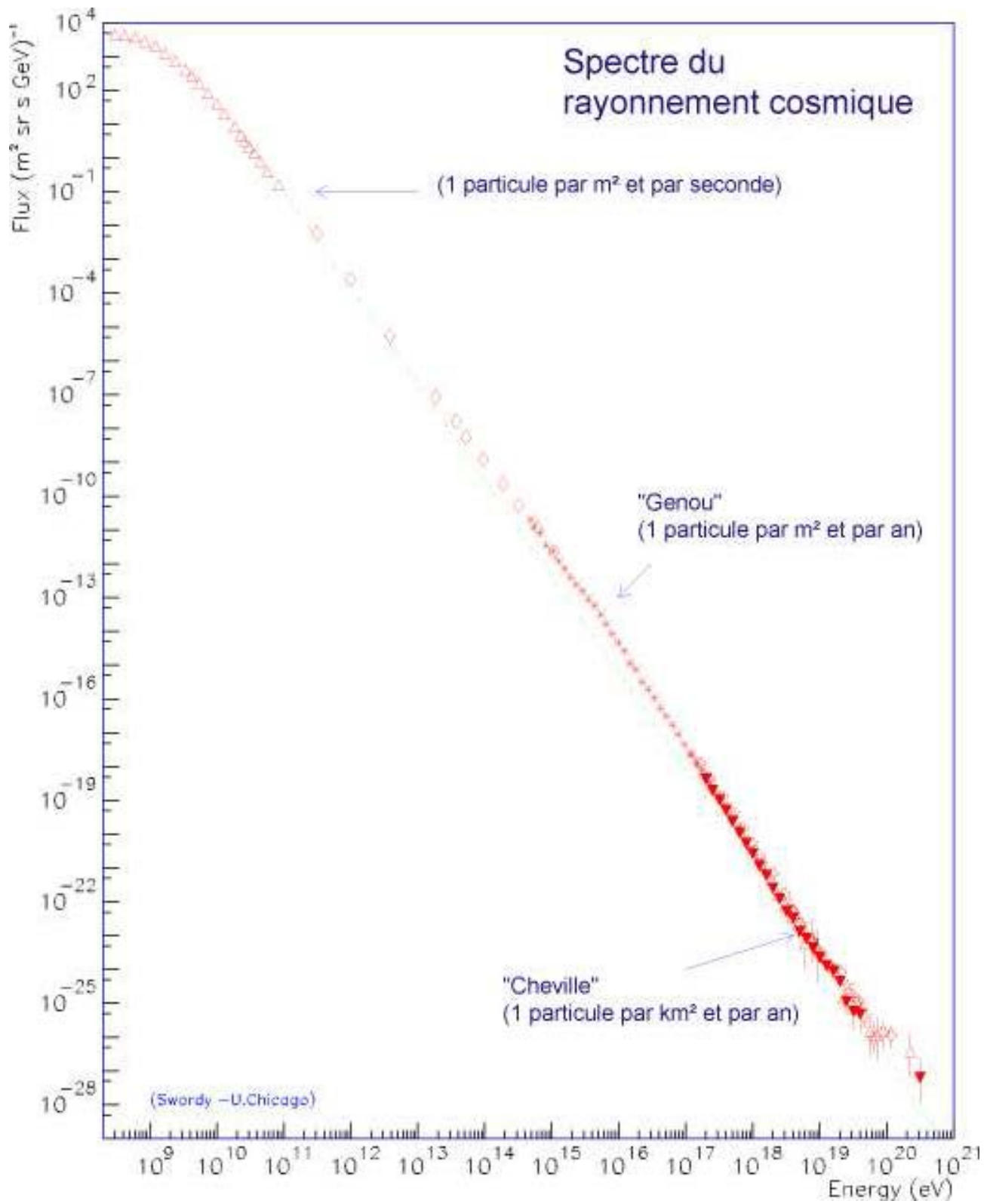


FIGURE 1.1 – Flux du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie

inférieur à la taille de la Voie Lactée afin que ces derniers ne puissent pas s'en échapper. Il faut donc :

$$R_L = \frac{pc}{eB} \sim \frac{E}{eB} < R_{\text{gal}} \quad \Rightarrow \quad E \lesssim \times 10^{15} \text{ eV} \times \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{R_{\text{gal}}}{10 \text{ kpc}} \right) \quad (1.1)$$

où  $p$  est l'impulsion de la particule,  $e$  la charge de l'électron,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $B$  le champ magnétique dans la Voie Lactée et  $R_{\text{gal}}$  est la taille moyenne de la Voie Lactée. On obtient ainsi que les rayons cosmiques d'énergie inférieure à celle du genou ( $E < 3 \times 10^{15} \text{ eV}$ ) sont d'origine Galactique.

## 1.2 Origine des rayons cosmiques Galactiques

Depuis 1934 (Baade & Zwicky), on pense que les supernovæ sont les principales sources des GCR. Cette hypothèse est fondée sur le budget énergétique et l'abondance des supernovæ dans la galaxie. En effet, quelques pourcent seulement de l'énergie disponible dans les explosions de supernovæ sont nécessaires pour expliquer le flux des GCR.

En effet, les modèles les plus optimistes prédisent environ une supernova tous les 30 ans dans la Voie Lactée. De plus, l'énergie émise par les supernovæ sous forme d'énergie cinétique est d'environ  $E_c^{\text{SN}} \sim 10^{44} \text{ J}$ . On peut donc estimer la luminosité des particules massives émises par les supernovæ dans la galaxie :

$$L_{\text{SN}} = E_c^{\text{SN}} \times R_{\text{SN}} \sim 10^{35} \text{ W} \quad (1.2)$$

avec  $R_{\text{SN}}$  le taux de supernovæ dans la galaxie. D'autre part, on peut déduire la luminosité des GCR d'un modèle simple de propagation :

$$L_{\text{CR}} = \frac{u_{\text{CR}} \times \pi \times R_{\text{gal}}^2 \times h_{\text{gal}}}{\tau_{\text{esc}}} \sim 5.3 \times 10^{33} \text{ W} \quad (1.3)$$

où on a modélisé la galaxie par un cylindre de rayon  $R_{\text{gal}} \sim 15 \text{ kpc}$  et de hauteur  $h_{\text{gal}} \sim 200 \text{ pc}$  ;  $u_{\text{CR}} \sim 1.5 \text{ eV/cm}^3$  est la densité énergétique des GCR et  $\tau_{\text{esc}}$  est le temps moyen pendant lequel les GCR restent confinés dans la Galaxie et est de l'ordre du million d'année [Fermi, 1954].

On trouve alors que seulement quelques pourcent de l'énergie émise par les supernovæ sont nécessaires pour donner leur énergie aux GCR.

### 1.2.1 Accélération

Un des indices menant à penser que les supernovæ sont à l'origine de l'accélération des GCR est le spectre en loi de puissance du rayonnement cosmique. En effet, l'accélération de Fermi par ondes de choc prédit justement une loi de puissance. Ce processus consiste en la diffusion d'une particule dans une région magnétisée dans laquelle une onde de choc se propage à la vitesse  $V$ . La particule rentre donc dans la zone d'accélération et en ressort avec un gain d'énergie moyen

$$\langle \Delta E/E \rangle \sim V/c \quad (1.4)$$

dans la limite du choc fort. Après  $N$  cycles d'accélération, on obtient un spectre des GCR en loi de puissance :

$$n(E) \propto E^{-p} \quad (1.5)$$

On peut montrer que la pente  $p$  est universelle dans l'approximation du choc fort et vaut :

$$p \sim 1 + \frac{V/c}{\langle \Delta E/E \rangle} \sim 2 \quad (1.6)$$

Ceci est une accélération au premier ordre en  $V/c$ . Il existe aussi une accélération au second ordre, moins efficace (car  $V \ll c$ ), qui décrit la propagation des rayons cosmiques sur des nuages géants en mouvement et mène aussi à une loi de puissance.

### 1.2.2 Propagation

Nous avons donc obtenu une loi de puissance d'indice  $\sim -2$ , alors que les observations nous montrent un indice  $\sim -2.7$ . Ceci est dû à la propagation des rayons cosmiques à travers la galaxie, qui va changer la pente du spectre des GCR. En effet, on peut montrer que le temps d'échappement d'une particule de la Voie Lactée en fonction de l'énergie est proportionnel à  $\tau_{\text{esc}}(E) \propto E^{-\delta}$ , avec  $\delta \sim -0.6$ . On démontre aussi par le modèle de la boîte percée (Leaky Box Model) que l'équation d'évolution des GCR dans la Galaxie est :

$$N(E) \sim Q(E) \times \tau_{\text{esc}}(E) \propto E^{-2.6} \quad (1.7)$$

où  $Q(E)$  et  $N(E)$  sont respectivement le spectre de la source de GRC et le spectre après propagation. On retrouve donc une pente proche de celle observée sur Terre dans le spectre du rayonnement cosmique pour des énergies inférieures à celle du genou.

On peut donc conclure de ces estimations que l'accélération des GCR semble bien issue de leur interaction avec les ondes de choc présentes dans les restes de supernovæ. D'autres sources de rayons cosmiques, telles que les pulsars (étoiles à neutrons en rotation rapide générant un grand champ magnétique) et leur nébuleuse sont aussi étudiés.

## 1.3 Processus radiatifs des rayons cosmiques

Les rayons cosmiques, qu'ils soient leptoniques ou hadroniques, interagissent avec le milieu interstellaire (MI) pour former des photons. Contrairement aux rayons cosmiques, les photons ne sont pas déviés par les champs magnétiques de la Galaxie. Leur étude permet ainsi de pouvoir revenir directement à la source de leur production. On peut aussi déduire du spectre des photons, le spectre des GCR à cet endroit du ciel. Voici les principaux processus d'émission de photons par les rayons cosmiques.

### 1.3.1 Émission synchrotron

En présence d'un champ magnétique  $\vec{B}$ , la force de Lorentz agit sur les particules chargées de la manière suivante :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.8)$$

Le rayonnement synchrotron d'un électron dans un champ magnétique de l'ordre du  $\mu\text{G}$  (le champ magnétique interstellaire moyen est  $B \sim 4\text{--}5 \mu\text{G}$ ) est émis dans le domaine radio, pour des électrons au GeV et dans le domaine des rayons X pour des électrons au TeV.

### 1.3.2 Émission par rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung est issu de la perte d'énergie d'une particule chargée par son interaction avec le champ coulombien du milieu environnant (noyaux ou ions), ce qui provoque une émission de photons de haute énergie.

### 1.3.3 Émission par diffusion Compton inverse

La diffusion Compton inverse intervient lorsqu'un électron de haute énergie est diffusé sur un photon du rayonnement ambiant, tel que ceux du CMB (le fond diffus cosmologique), de l'émission thermique des étoiles ou du rayonnement infrarouge des poussières. Le photon diffusé récupère alors une grande partie de l'énergie de l'électron et devient un photon gamma ( $100 \text{ keV} < E_\gamma < 100 \text{ TeV}$ ).

### 1.3.4 Émission par processus hadronique

Les protons du rayonnement cosmique interagissent de manière inélastique avec les protons du MI produisant des pions neutres qui se désintègrent par la suite en deux photons gamma. Ce processus peut aussi créer des pions chargés qui se désintègrent en électrons et neutrinos. Ces électrons secondaires peuvent donc aussi interagir et créer des gamma.

## 1.4 Conclusion

La gamme d'énergie de l'émission synchrotron est donc comprise du domaine radio jusqu'aux rayons X, alors que la diffusion Compton inverse et les processus hadroniques émettent dans le domaine gamma. Le rayonnement de freinage quant à lui émet dans les domaines X et gamma.

Le domaine gamma est donc le seul qui permette d'avoir accès à toutes les particules non-thermiques de très haute énergie, que ce soient des électrons grâce au Bremsstrahlung et à l'émission Compton inverse, ou des protons grâce aux processus hadroniques. Les domaines à plus basse énergie ne donnent accès qu'aux électrons non-thermiques avec le synchrotron. On peut donc en conclure que le domaine gamma a une place très intéressante pour l'étude des rayons cosmiques. En particulier, les très hautes énergies (entre 100 GeV et 100 TeV) donnent accès aux particules les plus énergétiques et donc aux sites d'accélération des particules.

De gros progrès ont été faits ces dernières décennies sur l'instrumentation et la technique Cherenkov. Un palier a été atteint en termes de sensibilité et de résolution angulaire, ce qui a permis d'observer un grand nombre de sources dans la Galaxie et de les résoudre spatialement pour la première fois à très haute énergie.

L'observation des restes de supernovæ dans le domaine radio et des rayons X a déjà montré qu'elles sont le lieu d'accélération d'électrons, mais ne donne aucune preuve de l'accélération de protons et d'éléments plus lourds.

L'étude des photons gamma est donc cruciale pour confirmer ou non les processus théoriques d'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovæ ainsi que leur propagation via l'étude de leur interaction avec les nuages moléculaires géants. En effet, le spectre des rayons gamma suit celui des particules dont ils sont issus. Il est alors possible par l'étude des gamma de revenir au spectre des rayons cosmiques à leur source.



# Chapitre 2

## Astronomie des hautes énergies

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Les sources de gamma de très hautes énergies . . . . .</b>	<b>20</b>
2.1.1	Les sources Galactiques . . . . .	20
2.1.2	Les sources extragalactiques . . . . .	23
<b>2.2</b>	<b>Les techniques de détection . . . . .</b>	<b>23</b>
2.2.1	Astronomie spatiale . . . . .	23
2.2.2	Astronomie au sol . . . . .	24

## 2.1 Les sources de gamma de très hautes énergies

### 2.1.1 Les sources Galactiques

Les sources Galactiques représentent la grande majorité des sources détectées à très haute énergie. Dans cette section seront présentés les différents types de sources détectées à ce jour.

#### Restes de supernova

Les supernovæ, qu'elles soient issues d'un effondrement gravitationnel (types Ib, Ic et II) ou d'une explosion thermonucléaire (type Ia), éjectent de la matière dans le MI. Ce phénomène a pour conséquence la création d'une onde de choc dans le MI qui accélère les rayons cosmiques (voir la section 1.2). C'est donc aux bords des restes de supernovæ que l'on va observer une émission de photons gamma. Cinq restes de supernovæ ont déjà été détectés au TeV par H.E.S.S. : RX J1713.7-3946 [Aharonian, 2004b], RX J0852.0-4622 [Aharonian, 2005e], RCW 86 [Hoppe, 2009], SN 1006 [Acero, 2010a] et HESS J1731-347 [Abramowski, 2011].

L'observation des restes de supernovæ permet d'étudier le spectre des GCR directement à la source de leur accélération. Les études de ces restes dans les domaines X et radio, ont déjà permis de montrer une accélération d'électrons, alors que l'observation en gamma permet de mettre en évidence d'autres propriétés.

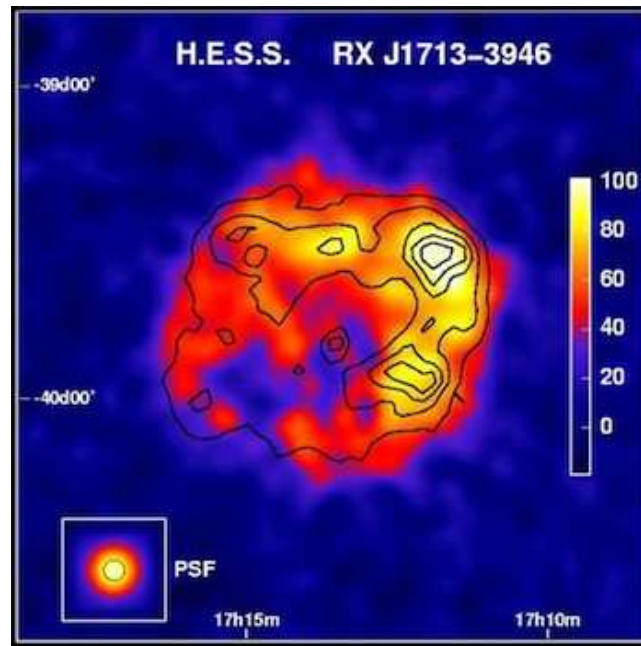


FIGURE 2.1 – Représentation de RX J1713.7-3946 tel que vu par H.E.S.S. en gamma (couleurs) et par ASCA en rayons X (contours noirs)

En effet, l’observation de jeunes restes de supernovae par H.E.S.S. tel que RX J1713.7-3946 représenté sur la figure 2.1, a permis de montrer que l’émission gamma des électrons par Compton inverse et Bremsstrahlung n’est pas suffisante à expliquer le spectre gamma observé. Cependant, la production de gamma par désintégration des pions issus des réactions proton-proton ne s’ajuste pas au spectre gamma observé. La question est donc encore ouverte.

## Pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide issues de l’effondrement d’une étoile massive et générant un fort champ magnétique. Ils accélèrent des électrons et des positrons qui émettent des photons par rayonnement synchrotron et par diffusion Compton inverse. L’expérience MAGIC a détecté pour la première fois en 2008 les pulsations du pulsar du Crabe à très haute énergie [Aliu, 2008]. Cette découverte a été confirmée par l’expérience VERITAS en 2011 [Aliu, 2011]. L’expérience H.E.S.S. a quant à lui détecté le pulsar de Vela en 2013 au delà de 20 GeV [Gajdus, 2015] (figure 2.2).

## Nébuleuses de pulsar

Les nébuleuses de pulsars sont issues de l’interaction des vents électromagnétiques émis par les pulsars avec les restes des supernovæ qui ont donné naissance aux pulsars. L’onde de choc présente dans ces restes permet d’accélérer des électrons et des positrons jusqu’aux très hautes énergies. Ces nébuleuses représentent près de la moitié des sources détectées par H.E.S.S..

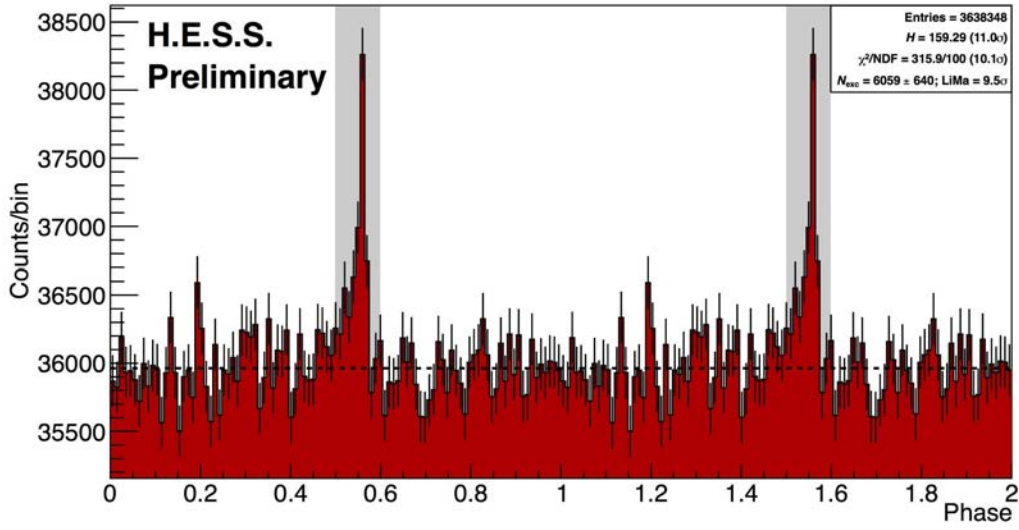


FIGURE 2.2 – Phasogramme du pulsar de Vela détecté par l'expérience H.E.S.S.

### L'émission diffuse Galactique

L'émission diffuse Galactique, illustrée sur la figure 2.3, peut avoir deux sources principale : l'émission gamma provenant de l'interaction de nuages moléculaires géants avec des rayons cosmiques issus d'un accélérateur proche des nuages (un exemple de ce phénomène est l'émission détectée par H.E.S.S. du nuage moléculaire géant situé au centre de la Galaxie), ou de l'émission provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec la matière du MI. Cette dernière est principalement répartie le long du plan Galactique. Cette émission peut aussi être due à la contribution des sources non résolues ainsi qu'aux populations d'électrons échappés des sources qui rayonnent dans les différents champs de particules et de radiation.

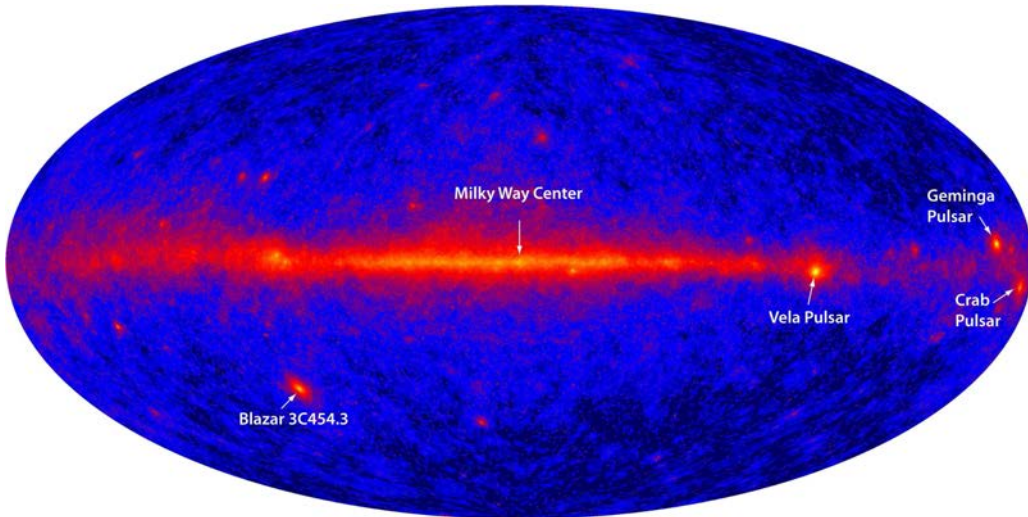


FIGURE 2.3 – Carte du ciel en rayon gamma observé par Fermi

## Nuages moléculaires géants

L'observation par les rayons gamma en provenance des nuages moléculaires géants a pour but d'étudier leur interaction avec les rayons cosmiques. En effet, ces nuages n'étant pas eux-mêmes sources de rayons cosmiques, l'observation des gamma issus de leur interaction avec les GCR, permet de déterminer le spectre des GCR une fois sortis de leur zone d'accélération et ainsi de confirmer les modèles de propagation à différents endroits de la galaxie.

### 2.1.2 Les sources extragalactiques

#### Noyaux actifs de galaxies

La majeure partie des sources extragalactiques de très hautes énergies se compose de noyaux actifs de Galaxies (AGN pour Active Galactic Nuclei). Ce sont les centres de galaxie où se situe un trou noir supermassif ( $M \simeq 10^6\text{-}10^9 M_\odot$ ) entouré d'un disque d'accrétion très lumineux. Ce processus d'accrétion entraîne la formation de grands jets relativistes qui émettent principalement en radio. Si la direction du jet forme un petit angle avec la ligne de visée ( $\gtrsim 10^\circ$ ), l'AGN est alors appelé blazar et peut être détecté au TeV.

#### Sursaut gamma

Les sursauts gamma (ou GRB pour Gamma-Ray Bursts) ont été découverts en 1967 par le satellite Vela. Ce sont des flash courts et intenses de photons gamma apparaissant aléatoirement dans le ciel. Ils sont divisés en deux classes : les GRB courts d'une durée inférieure à la seconde et les GRB longs dont la durée peut atteindre quelques minutes. Leur distribution uniforme dans le ciel et l'étude de leur décalage vers le rouge ont permis de montrer une origine extragalactique. Si la source des sursauts gamma est encore débattue, la majorité des théoriciens associe l'origine des GRB longs à l'effondrement d'une étoile massive créant un trou noir et celle des GRB courts à la coalescence d'un système binaire d'étoiles à neutrons.

## 2.2 Les techniques de détection

### 2.2.1 Astronomie spatiale

Le satellite Fermi, lancé par la NASA en juin 2008, est dédié à l'étude du rayonnement gamma dans la gamme d'énergie comprise entre 20 MeV et 300 GeV. Il est composé de deux instruments : GBM (Glast Burst Monitor) dédié à la détection des sursauts gamma et LAT dont nous allons parler plus en détail.

Le télescope LAT, représenté sur la figure 2.4, est conçu de la même manière que les détecteurs de la physique des particules. La partie principale de LAT est un détecteur de traces, qui est constitué d'une succession de couches de plomb servant à convertir les rayons gamma en une paire d'électron et de positron et de couches de détecteurs en silicium permettant de reconstruire précisément la position de l'électron et du positron, afin de pouvoir revenir à la direction du rayon gamma incident. Ces derniers sont ensuite arrêtés par un calorimètre qui convertit leur énergie en signal électrique. LAT est aussi équipé d'un système anti-coïncidence

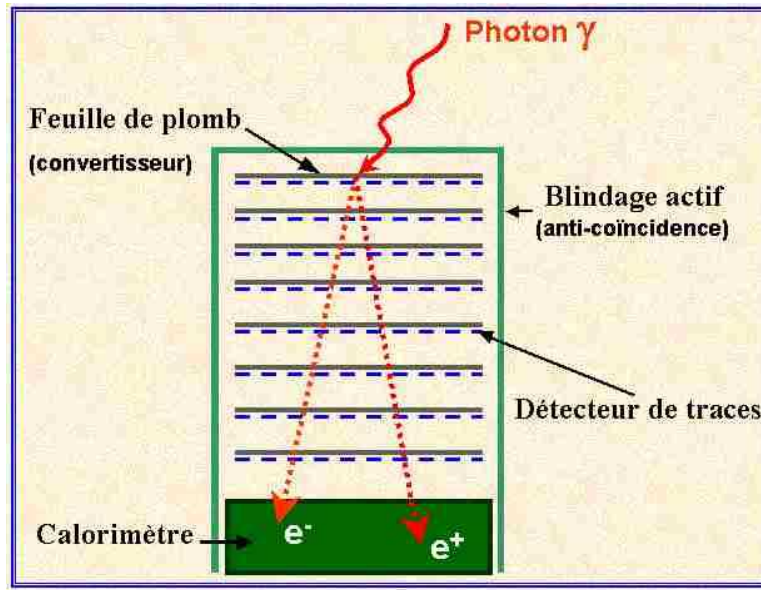


FIGURE 2.4 – Schéma représentant le télescope LAT à bord du satellite Fermi

constitué d'un bouclier qui permet de sélectionner les particules chargées entrant dans LAT afin de les rejeter dans le traitement du signal.

Son grand champ de vision ( $\simeq 2.5$  stéradians), sa précision de pointé ( $\simeq 0.4'$ ), sa résolution en énergie ( $< 10\%$ ) et sa grande surface de détection (entre 5000 et 9000 cm<sup>2</sup>) permettent à LAT de faire une cartographie détaillée du ciel en rayons gamma (figure 2.3).

### 2.2.2 Astronomie au sol

Lorsqu'un photon gamma entre dans l'atmosphère, il génère une gerbe électromagnétique. Les particules chargées de cette gerbe voyagent à une vitesse proche de celle de la lumière et dépassent ainsi la vitesse de la lumière dans l'atmosphère :  $v = c/n$  (avec  $n \simeq 1,000277$  l'indice de l'air à pression atmosphérique), créant ainsi un cône de lumière Cherenkov d'angle de l'ordre de  $1^\circ$ . Ce sont ces photons Cherenkov qui seront captés par les télescopes à imagerie Cherenkov (IACTs pour Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope).

Le maximum de la gerbe est situé à environ 10 km au dessus du sol. On peut donc en déduire que le cône Cherenkov forme un cercle de diamètre  $\simeq 250$  m quand il arrive au sol. La figure 2.5 montre une représentation d'un cône Cherenkov arrivant sur un réseau d'IAC.

L'image formée par les photons Cherenkov dans chaque télescope permet alors de reconstruire la forme de la gerbe électromagnétique et ainsi de retrouver la direction et l'énergie du photon incident.

A l'heure actuelle, trois expériences d'IACs sont en fonctionnement. L'expérience MAGIC située à La Palma dans les îles Canaries, est constituée de deux télescopes de 240 m<sup>2</sup> de surface réfléchissante équipés d'une caméra d'un champ de vue est de  $4^\circ$ . L'expérience VERITAS située dans l'Arizona du Sud aux États-Unis, est constituée de quatre télescopes de 100 m<sup>2</sup> de surface réfléchissante équipés d'une caméra d'un champ de vue est de  $5^\circ$ . La position dans l'hémisphère nord de ces deux expériences leur permet d'observer un grand nombre de sources extragalactiques.



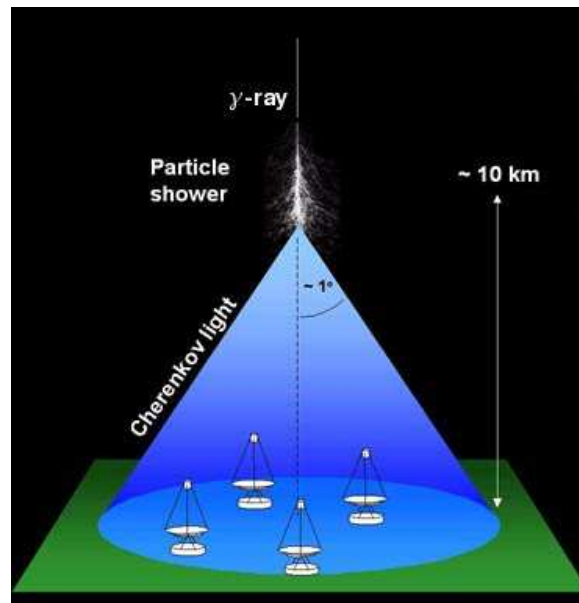


FIGURE 2.5 – Schema représentant une gerbe électromagnétique formant un cône Cherenkov sur un réseau de télescopes à imagerie Cherenkov



FIGURE 2.6 – Photo des télescopes des expériences MAGIC (en haut) et VERITAS (en bas)

Enfin, l'expérience H.E.S.S. située en Namibie sera étudiée en détails dans cette thèse.

En 2018, la construction de l'observatoire Cherenkov Telescope Array (CTA) débutera. Celui-ci sera la nouvelle génération d'IACT. Il sera constitué d'un réseau d'une centaine de télescopes de trois tailles différentes permettant d'étudier le ciel gamma de 10 GeV à 1 PeV. Deux sites sont prévus pour son installation de part et d'autre de l'équateur.



FIGURE 2.7 – Image simulée du réseau de télescope CTA.





## Deuxième partie

### Étalonnage de l'expérience H.E.S.S.

# Chapitre 3

## Le réseau de télescopes H.E.S.S.

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Le réseau . . . . .</b>	<b>29</b>
<b>3.2</b>	<b>Phase I de H.E.S.S. . . . .</b>	<b>30</b>
3.2.1	Monture . . . . .	30
3.2.2	Optique . . . . .	31
3.2.3	Caméras . . . . .	31
<b>3.3</b>	<b>Phase II de H.E.S.S. . . . .</b>	<b>32</b>
3.3.1	Monture . . . . .	33
3.3.2	Optique . . . . .	33
3.3.3	Autofocus . . . . .	33
3.3.4	Caméra . . . . .	34
<b>3.4</b>	<b>Le déclenchement . . . . .</b>	<b>34</b>
3.4.1	Déclenchement par télescope . . . . .	35
3.4.2	Déclenchement du réseau . . . . .	35
<b>3.5</b>	<b>Simulations . . . . .</b>	<b>35</b>
3.5.1	Simulations des gerbes atmosphériques . . . . .	36
3.5.2	Simulation des télescopes . . . . .	36
3.5.3	Vers une simulation acquisition par acquisition . . . . .	37

---

### 3.1 Le réseau

Le réseau de télescopes H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est situé en Namibie dans la région de Khomas Highland à 1800 m au dessus de niveau de la mer. Ce site a été choisi en raison de son altitude, de son faible taux de pollution lumineuse, de son climat très sec assurant une bonne qualité de l'atmosphère ainsi que de sa position au niveau du tropique du Capricorne qui assure un faible champ magnétique, afin d'éviter au maximum d'observer un étalement de la gerbe dépendant de sa direction et lié à la déviation des particules chargées. Sa



FIGURE 3.1 – Photo de la phase II du réseau de télescope H.E.S.S.

localisation permet d'autre part d'observer dans les meilleures conditions les parties centrales du plan Galactique.

L'expérience est constituée de cinq télescopes à imagerie Cherenkov. Quatre d'entre eux sont de taille moyenne et constituent la première phase de l'expérience en opération depuis 2004. Ils sont situés sur les sommets d'un carré de 120 mètres de côté. Le cinquième est un télescope de grande taille installé au centre du réseau et mis en fonctionnement en juillet 2012. La figure 3.1 présente une photo de l'état actuel du réseau de télescope.

## 3.2 Phase I de H.E.S.S.

La conception des quatre premiers télescope de l'expérience H.E.S.S. a été optimisé pour satisfaire les critères suivants : une surface réflectrice d'environ  $100 \text{ m}^2$ , un champ de vue de  $5^\circ$  et un seuil en énergie d'environ 100 GeV. Dans cette section, les principales caractéristiques d'un télescope type de cette phase sont décrits.

### 3.2.1 Monture

La monture des télescopes de la phase I de H.E.S.S. est de type alt-azimuthale et permet aux télescopes de se déplacer à la vitesse de  $100^\circ/\text{min}$  dans les deux directions (élévation et azimut). Un système de guidage (équipé d'une caméra CCD) permet d'obtenir une résolution de pointé de l'ordre de l'arcseconde. La somme du poids de la monture, des miroirs, des bras de support de la caméra et du mécanisme d'élévation atteint un total d'environ 36 tonnes. La qualité du pointé est vérifié régulièrement via des acquisitions spécifiques.

### 3.2.2 Optique

Les quatre télescopes de la première phase de H.E.S.S. sont conçus suivant une optique Davies-Cotton. La structure est de forme sphérique ce qui permet de limiter les aberrations optiques par rapport à une monture parabolique [Bernlöhr, 2003]. Ces aberrations augmentent comme le carré du ratio entre le diamètre  $d$  et la longueur focale  $f$  du télescope. D'autre part, la dispersion temporelle des photons dans une monture sphérique varie en  $d^2/f$ . Afin d'optimiser le niveau d'aberrations, la dispersion temporelle et le coût de la monture, un ratio  $f/d \simeq 1.2$  a été choisi avec  $d \simeq 13$  m et  $f = 15$  m. L'écart-type de la dispersion temporelle du télescope est alors d'environ 1.4 ns, soit, du même ordre de grandeur que le temps de développement d'une gerbe de photon dans l'atmosphère.

Chaque télescope dispose de 380 miroirs circulaire de 60 cm de diamètre en verre aluminisé. La PSF (Point Spread Function) de chacun d'entre eux est d'environ 0.5 mrad. Ici on considère la PSF comme le rayon contenant 80% de l'intensité d'une source ponctuelle à l'infini. La réflectivité des miroirs est supérieure à 70% à 300 nm et supérieure à 75% pour des longueurs d'onde plus élevées. En comparaison avec la somme des surfaces individuelles, la surface effective totale des miroirs est réduite en majeure partie du fait de l'ombre apportée par les bras de la caméra. Celle-ci est d'environ 10% sur l'axe optique et 12% sur les bords du télescope.

L'alignement des miroirs [Cornils, 2003] s'effectue en étudiant les images des étoiles sur le capot de la caméra, enregistrées par une caméra CCD, lors d'observations dédiées. L'orientation de chaque miroir est modifiée indépendamment puis l'opération est répétée jusqu'à minimiser la PSF de l'instrument. La PSF obtenue est d'environ 0.41 mrad pour une source ponctuelle située sur l'axe optique.

Sur chaque pixel des caméras est disposé un cône de Winston dont les buts principaux sont de :

- concentrer la lumière au centre du photomultiplicateur où l'efficacité quantique est la plus élevée
- limiter l'angle solide observé par les pixels
- minimiser les nuisances pouvant être causées par la réflexion des photons sur le sol ou par le bruit de fond du ciel (NSB pour Night Sky Background) lorsque le télescope pointe à bas angle zénithal.

Leur forme hexagonale permet de réduire au maximum les pertes de photons. Leurs dimensions (de bords à bords : 41 mm en entrée et 21.5 mm en sortie) sont optimisées pour que l'angle formé coïncide avec les bords des miroirs. Leur taille angulaire est donc de  $0.16^\circ$  permettant d'obtenir une caméra avec un champs de vue totale de  $5^\circ$ . La face intérieure de chaque cône est aluminisée et recouverte d'un revêtement de quartz qui permet une très bonne réflectivité de l'ensemble : 70% à 300 nm, 79% à 400 nm.

### 3.2.3 Caméras

Une caméra de la phase I de H.E.S.S. (figure 3.2) pèse environ 900 kg, pour 1.6 mètres de diamètre et 2 m de profondeur. Les 960 tubes photomultiplicateurs (PM) qui la composent sont répartis par groupe de 16 dans 60 modules interchangeables, appelés tiroirs.

Chaque PM, de type Photonis XP-2960, est alimenté en haute tension ( $HV > 1000$  V) afin de générer un signal de  $2 \times 10^5$  électrons par photon incident. Leur efficacité quantique est comprise entre 20 et 25 % pour des longueurs d'onde allant de 300 à 500 nm environ. La figure

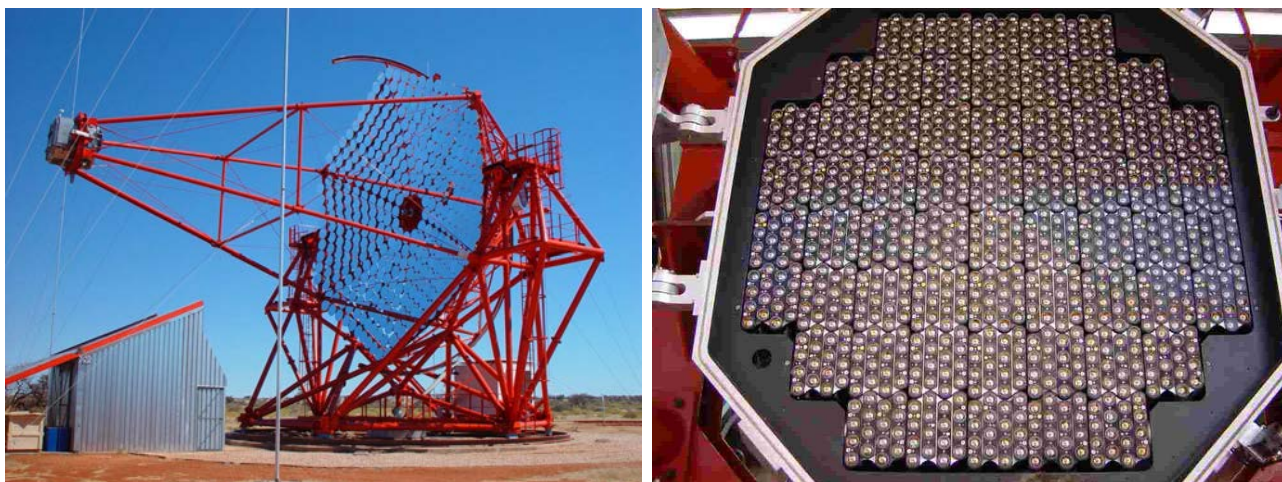


FIGURE 3.2 – Photo d'un télescope de la phase I de H.E.S.S. ainsi que de sa caméra.

3.4 présente l'efficacité quantique moyenne des PMs de H.E.S.S. en fonction de la longueur d'onde des photons entrants. Elle a été obtenue lors de l'étude de quatre PMs comme décrit dans [Koch, 2001].

Chaque tiroir est composé de deux cartes analogiques qui s'occupent de traiter le signal de 8 PMs. Trois étapes composent le traitement du signal : l'amplification, le stockage analogique et le déclenchement.

Le signal produit par un PM est divisée en deux chaînes d'acquisition : la chaîne de haut gain ( $\times -50$ ), permettant l'amplification des signaux de faible amplitude (de 1 à 100 photoelectrons environ) et la chaîne de bas gain ( $\times -4$ ) pour les signaux d'amplitude comprise entre 16 et 1600 photoelectrons. La gamme d'intensité pour laquelle les deux chaînes d'amplification fonctionne permettra de les étalonner l'une par rapport à l'autre comme nous le verrons dans la section 4.1.

Après amplification les signaux sont stockés dans des mémoires analogiques circulaires ARS (pour Analogic Ring Sampler) en attendant le déclenchement de l'acquisition. Ces ARS échantillonnent le signal dans 128 cellules à une fréquence de 1 GHz, soit une nanoseconde par cellules. Tant qu'aucun signal de déclenchement n'est reçu, toutes les nanosecondes le signal contenu dans l'une des 128 cellules est effacé puis remplacé par un nouveau signal.

Le déclenchement de l'acquisition est présenté dans la section 3.4.1

### 3.3 Phase II de H.E.S.S.

La phase II de H.E.S.S. consiste en l'ajout d'un grand télescope (CT5), mis en fonctionnement depuis juillet 2012. Son installation au centre du réseau à pour but d'améliorer considérablement la qualité de la reconstruction des gerbes autour de 100 GeV et d'atteindre un seuil de 30 GeV pour permettre un recoupement avec le satellite Fermi.





FIGURE 3.3 – Photo du télescope CT5 de la phase II de H.E.S.S. ainsi que de sa caméra.

### 3.3.1 Monture

Le télescope CT5 est doté d'une monture parabolique de type alt-azimuthale d'un poids total d'environ 600 tonnes. Son contour est elliptique de grand axe d'environ 32 m et de petit axe de 24m. Afin de supporter les miroirs, la monture est dotée de 25 surfaces rectangulaires. Sa vitesse de déplacement peut atteindre  $1.67^\circ/\text{s}$  et son accélération est de  $0.5^\circ/\text{s}^2$ . La précision moyenne de pointée est d'environ 2.4 arcseconde.

### 3.3.2 Optique

L'optique de CT5 est de type parabolique, permettant de minimiser la dispersion temporelle des photons Cherenkov, qui augmenterait linéairement avec le diamètre pour une optique de type Davies-Cotton à  $f/d$  fixé, alors qu'elle est isochrone pour une optique parabolique [Cornils, 2005]. Un ratio  $f/d = 1.2$  identique à la phase I de H.E.S.S. a été choisi de manière à minimiser les aberrations ainsi que le poids et les coûts des mâts supportant la caméra.

Les 876 miroirs de CT5 sont de forme hexagonale d'une longueur de 90 cm de bord à bord, allouant une surface totale de  $614.5 \text{ m}^2$ . Le pourcentage d'ombre issue des mâts et de la caméra est du même ordre de grandeur que pour les télescopes de la phase I.

La méthode d'alignement des miroirs est similaire à celle de la phase I de H.E.S.S. La PSF obtenue varie de 0.45 à 0.8 mrad pour des angles zénithaux allant de  $20^\circ$  à  $60^\circ$  [Gottschall, 2015].

De même que le ratio  $f/d$ , les dimensions des cônes de Winston sont identiques à ceux de la phase I de H.E.S.S. Leur taille angulaire est par conséquent réduite à  $0.07^\circ$  pour un champ de vue total de  $3.2^\circ$ . Les cônes de CT5 sont dotés d'un nouveau revêtement augmentant leur réflectivité de 15 % pour des longueurs d'onde inférieures à 400 nm.

### 3.3.3 Autofocus

La longueur focale de CT5 peut être ajustée via un système d'autofocus. Ce système peut faire glisser la caméra le long de l'axe optique sur 23 cm, permettant ainsi de focaliser la caméra à différentes profondeurs d'atmosphère. En effet, la hauteur du maximum d'émission

Cherenkov émise par une gerbe atmosphérique varie avec l'énergie de la particule incidente et augmente avec l'angle zénithal d'observation. Une modification de l'autofocus en fonction de l'angle zénithal permettrait de toujours focaliser sur le maximum de la gerbe.

La position autofocus est pour le moment fixée 8.6 cm ce qui correspond à une focalisation à 15 km au dessus du télescope.

### 3.3.4 Caméra

La caméra de CT5 (figure 3.3) mesure 240 cm de diamètre et 184 cm de profondeur pour un poids d'environ trois tonnes. Comme pour les caméras de la phase I les 2048 PM sont regroupés par 16 dans 128 tiroirs.

Les PMs de CT5 sont de type Photonis XP-29600, correspondant à une amélioration des PM XP-2960, utilisés pour la phase I de H.E.S.S. Le maximum d'efficacité quantique passe alors de 25 à 30 %. La forme de la distribution de l'efficacité quantique de ces nouveaux PM en fonction de la longueur d'onde du photon incident est similaire à celle des PM de la phase I.

L'électronique des tiroirs de CT5 diffère très peu de celle des autres caméras. La principale différence est le remplacement de la mémoire analogique ARS par une SAM (Swift Analogue Memory) développée spécialement pour CT5. Celle-ci est dotée de 256 cellules (128 pour les ARS), correspondant chacune à une nanoseconde de signal. De plus, la bande passante a été augmentée de 80 à 300 MHz et la lecture de la mémoire est plus rapide. Le reste de l'électronique est profondément modifié, permettant de stocker un événement localement sur une décision de déclenchement. Ce mécanisme conduit à une réduction drastique du temps mort.

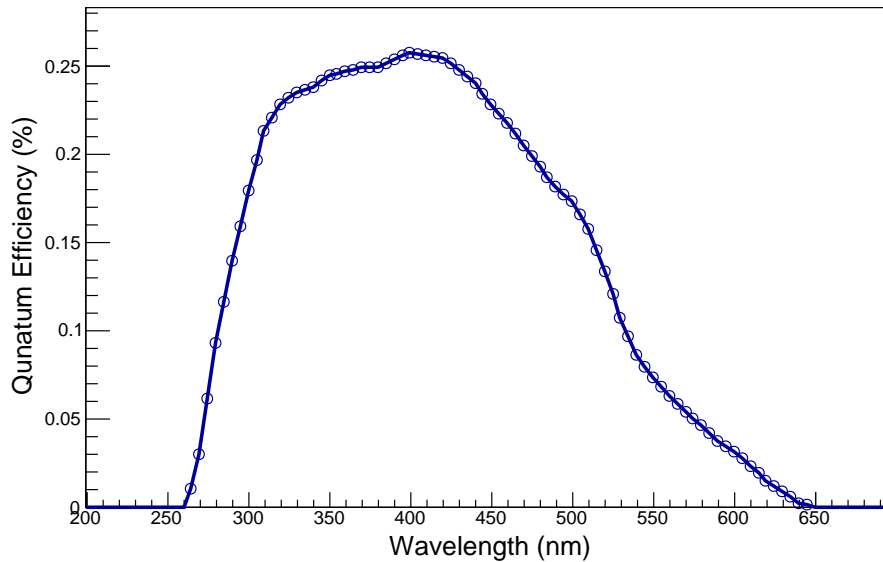


FIGURE 3.4 – Efficacité quantique des PMs de la phase I de H.E.S.S.

## 3.4 Le déclenchement

Le déclenchement de l'acquisition des données s'effectue en deux étapes importantes : le déclenchement des caméras et le déclenchement global du réseau. Ces processus sont décrits

ci-dessous.

### 3.4.1 Déclenchement par télescope

Les caméras sont divisées en secteurs de déclenchement qui se recouvrent en partie et dont la position et la taille ont été déterminées afin de maximiser le déclenchement sur des gerbes atmosphériques, plutôt que sur du bruit de fond du ciel.

Deux seuils de déclenchement sont mis en place :

- le seuil  $S_1$  : nombre minimal de photo-électrons dans un pixel.
- le seuil  $S_2$  : nombre minimal de pixels passant le seuil  $S_1$  par secteur de déclenchement.

Après déclenchement, seule une fenêtre de 16 échantillons est relue dans les mémoires analogiques. La position de la fenêtre d'intégration dans les mémoires est centré sur le signal qui a déclenché l'acquisition. Le signal est ensuite numérisé par un ADC de 12 bits, puis écrit dans une puce FPGA (Field-Programmable Gate Array). Cette opération dure environ  $273 \mu s$ . Pour CT5, le processus est identique, sauf que la numérisation dure seulement  $2 \mu s$ .

### 3.4.2 Déclenchement du réseau

Au moment où une caméra de la phase I déclenche une acquisition, un signal est envoyé au déclenchement central. Si ce dernier reçoit un signal en coïncidence d'une autre caméra (phase I ou II) l'acquisition continue et le signal numérisé issu des télescopes en coïncidence est enregistrés. Une multiplicité, nombre de télescopes en coïncidence, d'au moins 2 est demandé pour les caméras de la phase I. Le temps compris entre le début de l'acquisition et l'enregistrement du signal sur disque est d'environ  $460 \mu s$ , soit un temps mort d'environ 10 %.

Le cinquième télescope, quant à lui, peut déclencher seul l'acquisition ou en coïncidence. Du fait de son plus bas seuil en énergie, il déclenche plus souvent seul qu'en coïncidence. Son temps mort est réduit à environ  $15 \mu s$ .

	CT1/4	CT5
<b><math>S_1</math></b>	$\geq 4$ p.e.	$\geq 4$ p.e.
<b><math>S_2</math></b>	$\geq 3$ pixels/secteur	$\geq 3$ pixels/secteur
<b>Multiplicité</b>	$\geq 2$	$\geq 1$
<b>Temps mort</b>	10%	1%

TABLE 3.1 – Tableau des paramètres de déclenchement du réseau H.E.S.S. en fonction du type de télescope.

## 3.5 Simulations

Pour les télescopes à imagerie Cherenkov, une simulation précise des gerbes atmosphériques ainsi que du détecteur est indispensable, afin de pallier à l'impossibilité d'étalonner le télescope sur un banc de test. Ces simulations sont particulièrement indispensables quant au rejet du bruit de fond ainsi que pour l'analyse spectrale qui seront présentés au chapitre 7. Elles seront aussi très utiles pour l'étalonnage optique du télescope par anneaux de muons (chapitre 6).



### 3.5.1 Simulations des gerbes atmosphériques

Au sein de la collaboration H.E.S.S., deux logiciels (CORSIKA et KASKADE) de simulation de gerbes atmosphériques sont employés afin de croiser les résultats. Nous nous concentrerons ici sur KASKADE qui est majoritairement utilisé en France et qui est compatible avec les chaînes d'étalonnage et d'analyse décrites dans cette thèse.

Chaque particule composant une gerbe est simulée par couche d'atmosphère via une méthode de Monte Carlo prenant en compte les différentes sections efficaces d'interaction (pertes d'énergie par ionisation, diffusion multiple, rayonnement de freinage, champs magnétique de la Terre), de production et d'annihilation de paires de particules (diffusions Bhabha et Moller).

Durant le trajet de chaque particule chargée, l'émission Cherenkov ainsi que son absorption par un profil d'atmosphère de la région de Windoek sont calculées. Des études atmosphériques de la région ont montré que les variations de l'atmosphère induisent une incertitude systématique de 15-20% sur le nombre de photons Cherenkov arrivant dans les télescopes. Ceci se traduit par une incertitude systématique sur l'énergie reconstruite du même ordre de grandeur.

En fin de trajet seuls les photons Cherenkov tombant dans un rayon donné autour de chaque télescope sont sauvés. De plus l'efficacité quantique des PMs (figure 3.4) est prise en compte pour réduire la taille des fichiers de sortie.

En entrée de KASKADE les paramètres suivants peuvent être réglés :

- le type de particules incidentes ;
- la profondeur d'injection des particules dans l'atmosphère, exprimée en unité de longueur de radiation  $X_0$ , tel que  $X_0 = 36.7 \text{ g/cm}^2$ . Pour des photons gamma, la profondeur est simulée à  $1 X_0$  ;
- l'énergie des particules incidentes : énergies fixes ou spectre en loi de puissance ;
- le paramètre d'impact des particules incidentes : rayon de plusieurs centaines de mètres autour du centre du réseau ;
- les angles zénithal et azimutal de la particule incidente ;
- l'angle de la trajectoire de la particule incidente par rapport au centre de la source ( $0^\circ$  pour une source ponctuelle).

### 3.5.2 Simulation des télescopes

De la même manière que pour les gerbes atmosphériques, deux logiciels de simulations (Sim-TelArray et Smash) sont utilisés indépendamment pour croiser les résultats. Le logiciel Smash est présenté ici, pour des raisons de compatibilité avec KASKADE et des chaînes d'étalonnage et d'analyse décrites dans les chapitres suivants.

Chaque photons Cherenkov issus de la simulation des gerbes atmosphériques est traité séparément en fonction de sa position et de sa direction vis à vis du télescope et de sa longueur d'onde. Le pourcentage d'ombre des mâts et de la caméra sur les miroirs est pris en compte en retirant aléatoirement des photons de la simulation. Il en est de même pour les réflectivités des miroirs et des cônes de Winston qui dépendent en outre de la longueur d'onde des photons. Chaque photon réfléchi dans un miroir est ensuite translaté jusqu'à la caméra, où l'électronique de traitement du signal est simulée pour chaque pixel et le temps d'arrivée du photon est enregistré. Si le télescope se déclenche, le photon sera enfin conservé si son temps d'arrivée coïncide avec la fenêtre d'acquisition. Les charges en pas d'ADC et les temps du maximum (pour CT5 uniquement) de chaque pixel sont enfin calculés pour les deux chaînes d'amplification.

D'autre part, les photons issus du bruit de fond du ciel sont ajoutés indépendamment en fonction de leur fréquence déterminée en amont. Des fichiers d'étalonnage sont simulés dans un second temps pour chaque configuration de simulation et seront utilisés lors de la reconstruction des images (voir chapitre 7).

Les différents paramètres pouvant être réglés en entrée de Smash sont :

- l'angle entre la direction de la source et la direction de pointé des télescopes (Off-axis) ;
- le taux de NSB en MHz ;
- le pourcentage de pixels non fonctionnels répartis aléatoirement dans les caméras ;
- l'efficacité optique des télescopes ;
- le déclenchement des télescopes : monoscopique ou stéréoscopique.

### 3.5.3 Vers une simulation acquisition par acquisition

Au moment de l'écriture de ce manuscrit, les simulations employées pour l'analyse de données et l'étalonnage optique des télescopes sont très générales et ne prennent pas en compte un grand nombre de phénomènes variables dans les données réelles. Par exemple, le taux de NSB est le même dans tous les pixels de la caméra, alors qu'on observe pour certaines sources galactiques des variations de taux de NSB sur le champ de vue. De plus, un taux de 100 MHz est simulé pour la majeure partie des analyses, alors que ce dernier peut varier d'une source à une autre. De même, les paramètres d'étalonnage (voir chapitre suivant) sont simulés de manière identique pour tous les pixels à leur valeur nominale. Enfin la simulation des pixels non fonctionnels n'est en générale pas employée et ne reflète pas la réalité de l'état de la caméra à un instant  $t$ .

Pour remédier à cette situation une simulation acquisition par acquisition est en développement. Pour chaque prise de données, les paramètres d'étalonnage déterminés pour chaque pixel, la position des pixels non fonctionnels, le taux de NSB seront injectés en entrée des simulations permettant d'obtenir des images plus fidèles aux images réelles.

# Chapitre 4

## Étalonnage des cameras

### Sommaire

4.1	Gains . . . . .	38
4.2	Piédestal et bruit de fond du ciel . . . . .	39
4.3	Coefficient de Flat Field . . . . .	40
4.4	Pixels non fonctionnels . . . . .	40

L'étalonnage des caméras de H.E.S.S. a pour but de convertir un signal numérique (pas d'ADC) en signal analogique (nombre de photo-électrons (p.e.)) pour chaque PM. Les algorithmes d'étalonnage sont identiques pour les deux types de caméras de H.E.S.S.

Pour obtenir une large gamme dynamique en intensité, l'électronique est divisée en deux différentes chaînes d'acquisition : les chaînes de haut gain (HG) et bas gain (LG). Dans un PM, l'amplitude du signal en p.e. pour chaque chaîne en fonction de l'amplitude en pas d'ADC ( $ADC^{HG}$  and  $ADC^{LG}$ ) est donnée par les équations suivantes :

$$\begin{cases} A^{HG} = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{ADC}} \times FF \\ A^{LG} = \frac{ADC^{LG} - P^{LG}}{\gamma_e^{ADC}} \times HG/LG \times FF \end{cases} \quad (4.1)$$

où  $\gamma_e^{ADC}$  est le gain de la chaîne de haut gain (en ADC/p.e.),  $P^{HG}$  et  $P^{LG}$  sont les positions en pas d'ADC de la ligne de base pour chacune des chaînes (position du piédestal),  $HG/LG$  est le ratio d'amplification de la chaîne de haut gain sur celle de bas gain et  $FF$  est le coefficient de Flat Field du PM étudié.

La détermination de chacun de ces paramètres sera décrite dans ce chapitre.

### 4.1 Gains

Pour évaluer le gain de la chaîne HG, une source pulsée de lumière bleue (environ 1 p.e. en moyenne) illumine la caméra en configuration nominale dans le noir pendant des acquisitions

(runs) spécifiques. Le gain est ensuite extrait de l'ajustement de la distribution du signal de chaque pixel en pas d'ADC. Un exemple de cette distribution est montré sur la figure 4.1.

Cette distribution peut être décrite par la somme de distributions gaussiennes suivante :

$$\mathcal{G}(x) = N \times \left( \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_P} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x-P}{\sigma_P} \right)^2 \right] + \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\gamma_e} n!} \exp \left[ -\left( \frac{x - (P + n\gamma_e^{ADC})}{\sqrt{2n}\sigma_{\gamma_e}} \right)^2 \right] \right) \quad (4.2)$$

Le bas gain est ensuite déterminé à partir des acquisitions d'observation, en s'intéressant à une gamme particulière en intensité (entre 30 et 150 p.e.) dans laquelle les deux chaînes d'acquisition sont linéaires. Dans cette gamme, le ratio d'amplification  $\frac{HG}{LG}$  est directement donné par le ratio du signal en pas d'ADC des deux chaînes. La valeur utilisée dans l'analyse est la moyenne de ces coefficients sur une période d'observation (équivalent à un mois lunaire).

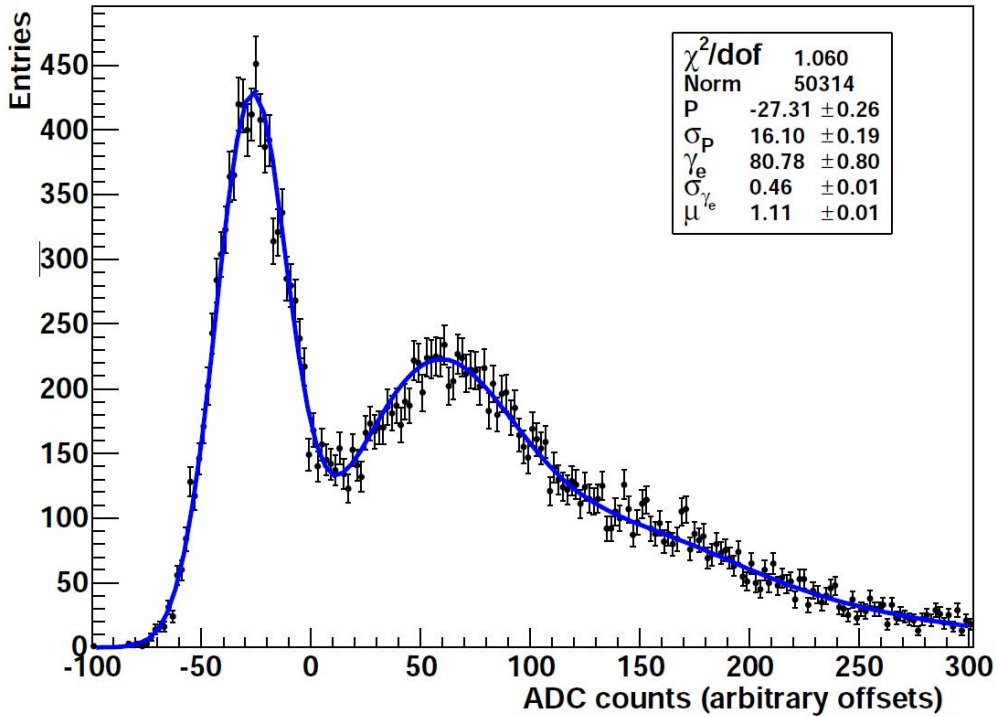


FIGURE 4.1 – Distribution du signal du photon-électron unique (points noirs). La fonction d'ajustement est représentée en bleu.

## 4.2 Piédestal et bruit de fond du ciel

La position du piédestal est définie comme le nombre de pas d'ADC moyen en absence de lumière Cherenkov. Les piédestaux sont déterminés durant les acquisitions d'observation aussi souvent que possible (environ chaque minute) pour tenir compte des variations possibles avec la température, le bruit de fond du ciel ou la présence d'étoiles dans le champ de vue. Ils sont estimés dans chaque pixel ne contenant pas de lumière Cherenkov.

Le bruit de fond du ciel contribue à l'augmentation de la largeur de la distribution du

piédestal, mais sa moyenne reste inchangée, comme montré sur la figure 4.2 pour des taux usuels de bruit de fond du ciel en Namibie.

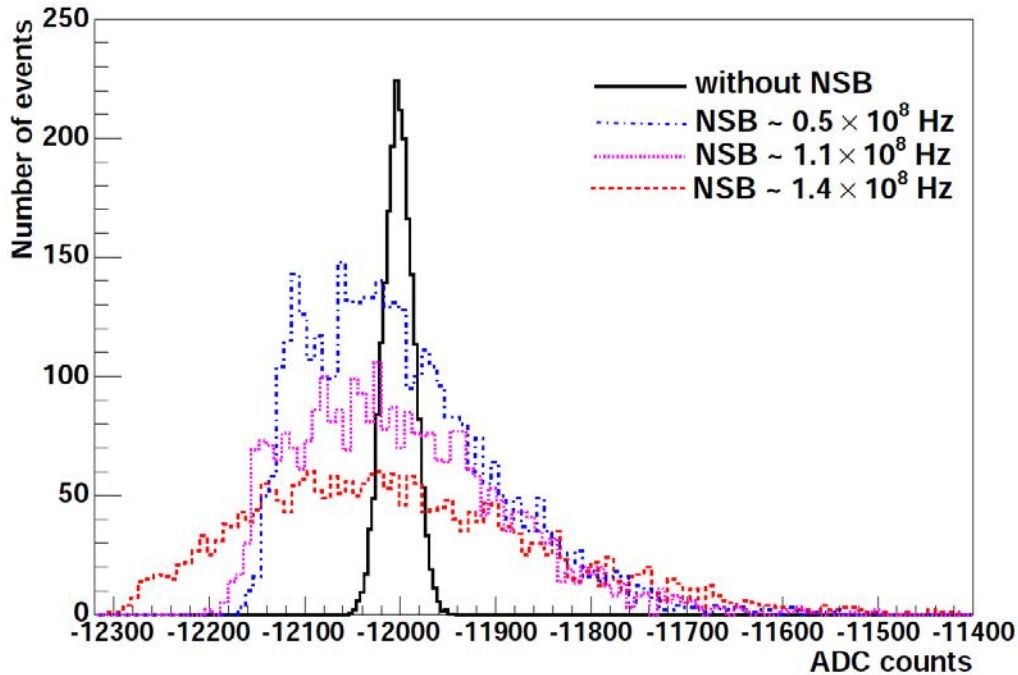


FIGURE 4.2 – En noir, distribution du piédestal en pas d’ADC dans le noir. En couleur, distributions du piédestal pour différents taux de bruit de fond du ciel (taux usuels en Namibie). Une augmentation de ce taux induit une augmentation de la largeur du piédestal.

### 4.3 Coefficient de Flat Field

Les coefficients de Flat Field permettent de prendre en compte les inhomogénéités entre les différents pixels d’une caméra. Cette inhomogénéité peut provenir des différentes efficacités quantiques des PMs ainsi que des différentes réflectivités des cônes de Winston. Ces coefficients sont mesurés durant des acquisitions spécifiques, pendant lesquels les caméras sont illuminées uniformément par des LEDs pulsées montées sur le télescope.

Le distribution des coefficients de Flat Field pour chaque pixel d’une caméra de H.E.S.S. est montrée sur la figure 4.3.

### 4.4 Pixels non fonctionnels

Pour chaque acquisition, certains pixels doivent être retirés de l’étalonnage ou de l’analyse des événements Cherenkov. La détermination de ces pixels non fonctionnels est effectué lors de l’étalonnage.

Pour les télescopes de la phase I de H.E.S.S, l’un des problèmes courants est l’apparition de deux signaux se propageant simultanément dans les mémoires analogiques ARS. Ce phénomène se produit aléatoirement à l’allumage des caméras pour environ 5 à 10 % des pixels. Afin de

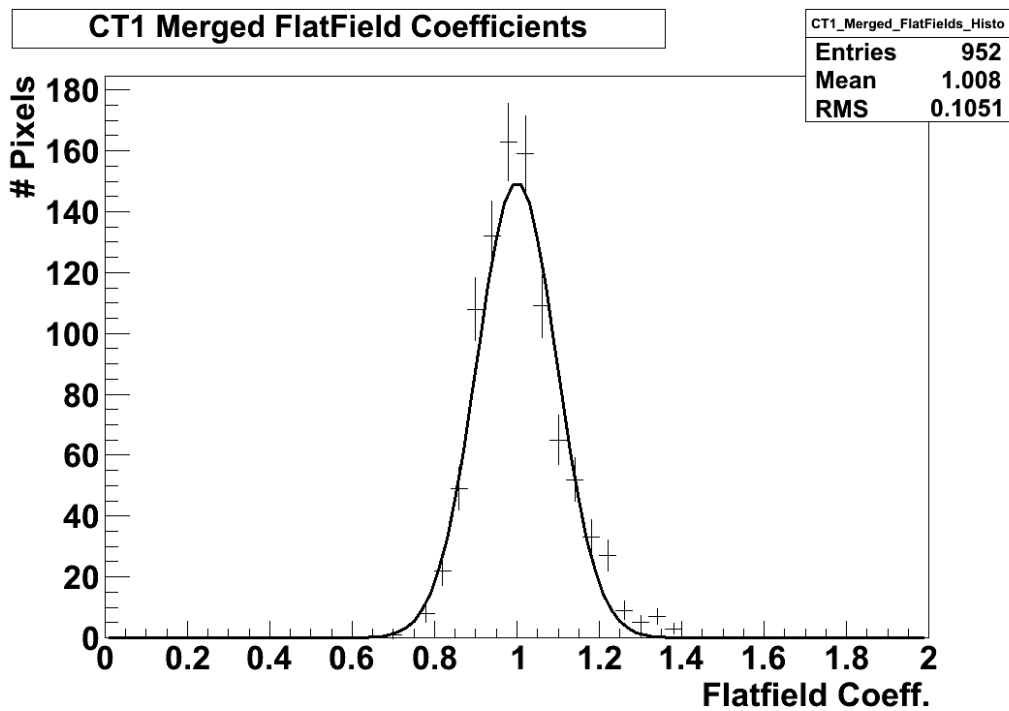


FIGURE 4.3 – Distribution des coefficients de Flat Field sur les pixels d’une caméra.

détecter ces pixels, on étudie le logarithme du ratio entre les signaux de haut gain et bas gain en photo-électrons. S’il n’y a pas de problème le ratio est centré autour de 1 et son logarithme autour de 0. Dans le cas d’un problème dans la mémoire analogique d’une des deux chaînes d’amplification, le signal n’est pas enregistré dans la fenêtre de déclenchement résultant en un signal plus faible. Il est alors possible de déterminer la chaîne non-fonctionnelle en observant le décalage de logarithme du ratio haut gain sur bas gain par rapport à 0.

D’autre part si l’un des paramètres d’étalonnage n’a pas pu être déterminé pour une raison quelconque, le pixel est rejeté des analyses.

# Chapitre 5

## Étalonnage de l'information temporelle

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Le temps du maximum d'intensité . . . . .</b>	<b>42</b>
<b>5.2</b>	<b>Étude des acquisitions de Flat Field . . . . .</b>	<b>43</b>
5.2.1	Distribution du temps du maximum sur la caméra . . . . .	43
5.2.2	Evolution temporelle du temps du maximum . . . . .	45
<b>5.3</b>	<b>Méthodes d'étalonnage . . . . .</b>	<b>45</b>
5.3.1	Décalage sur la caméra . . . . .	45
5.3.2	Étalonnage affine . . . . .	45
<b>5.4</b>	<b>Application de l'étalonnage . . . . .</b>	<b>47</b>
5.4.1	Application aux acquisitions de Flat Field . . . . .	47
5.4.2	Application aux données d'observation . . . . .	49

---

### 5.1 Le temps du maximum d'intensité

Les 2048 pixels de la caméra de CT5 enregistrent deux informations temporelles durant les 16 nanosecondes de la fenêtre d'intégration. La première est le temps au dessus d'un seuil (ToT pour Time over Threshold). Le ToT représente la durée d'un pulse électronique au delà d'un certain seuil en charge. La seconde est le Temps du Maximum dont nous allons parler en détails dans ce chapitre.

Durant la fenêtre d'intégration, un pulse est échantillonné chaque nanoseconde. La position temporelle du maximum de ce pulse est enregistrée pour chaque pixel. Cette position est appelée Temps du Maximum (ToM pour Time of Maximum) et correspond au numéro d'échantillon pour lequel l'intensité est maximale dans la fenêtre d'intégration.

Pour une gerbe atmosphérique ou un muon, on s'attend à ce que le ToM des pixels contenant la lumière Cherenkov soit distribué uniformément de proche en proche, alors qu'il sera réparti aléatoirement pour des pixels ne contenant que du NSB. Cette différence entre signal Cherenkov et NSB est illustrée dans la figure 5.1 présentant un exemple de gerbe atmosphérique dans la caméra de CT5.

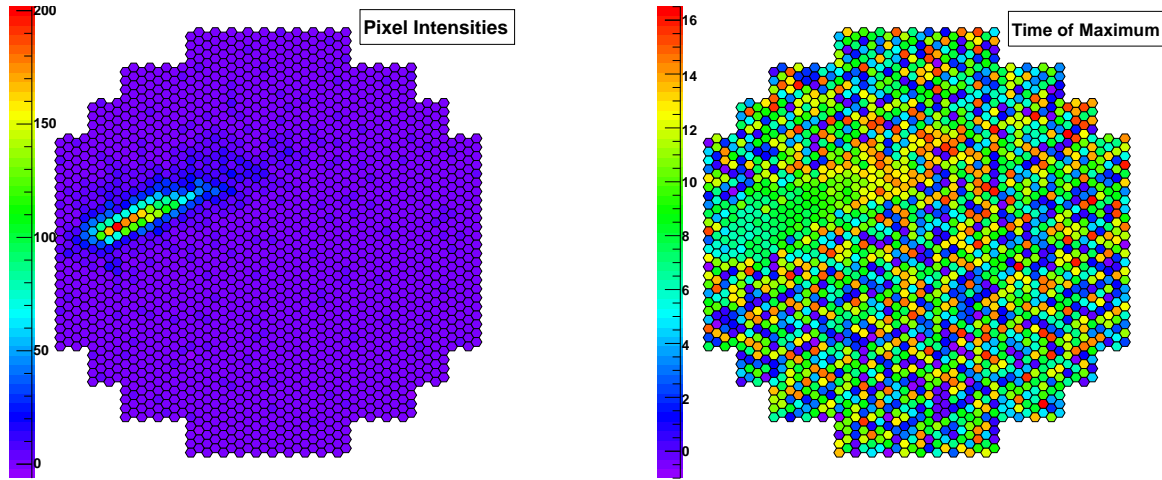


FIGURE 5.1 – Image d’une gerbe atmosphérique dans la caméra de CT5. A gauche, la position de la gerbe dans la caméra est indiquée par les pixels présentant une haute intensité, alors que les pixels contenant seulement du NSB ont une plus faible intensité (de l’ordre de 0 photonelectrons en moyenne). A droite, la représentation en temps du maximum montre une claire différence entre les photons issus du NSB, dont le ToM est distribué aléatoirement, et les photons Cherenkov provenant de la gerbe, pour lesquels un gradient de ToM est visible le long de l’axe de la gerbe.

L’étalonnage du temps du maximum est nécessaire, car les 2048 pixels de la caméra de CT5 sont distribués sur 256 cartes de lectures, qui ne sont pas synchronisées temporellement. Cet étalonnage est effectué en étudiant les acquisitions de Flat Field.

## 5.2 Étude des acquisitions de Flat Field

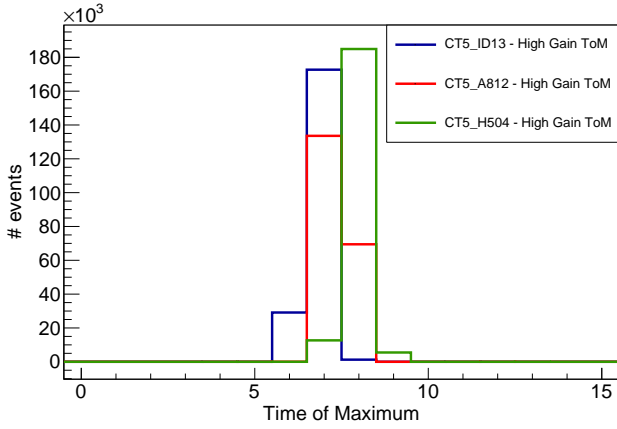
Pendant ces acquisitions, un flash de laser illumine entièrement la caméra de façon uniforme. Les photons en provenance du laser arrivent dans tous les pixels en temps. Cependant on observe une dispersion temporelle du temps du maximum en sortie d’acquisition.

### 5.2.1 Distribution du temps du maximum sur la caméra

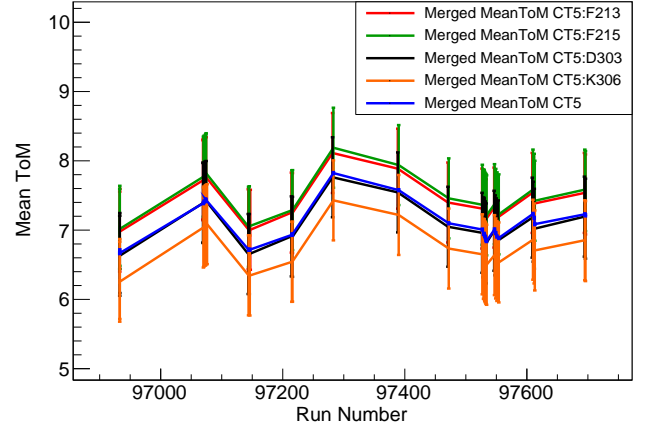
La figure 5.2a présente la distribution du temps du maximum pour trois pixels de la caméra de CT5 sur tous les événements d’une acquisition de Flat Field. On observe une distribution très piquée et répartie majoritairement sur deux nanosecondes. La variation de la moyenne de la distribution d’un pixel à l’autre montre la nécessité d’une calibration de l’information temporelle.

Les valeurs du ToM moyenné sur les événements de l’acquisition de Flat Field sont présentés sur la figure 5.3a pour tous les pixels de la caméra. La distribution de ces moyennes est bien ajustée par une fonction Gaussienne dont l’écart-type est de 0.6 nanosecondes. On retrouve ainsi l’incertitude systématique attendue pour le temps du maximum  $2/\sqrt{12}$ , correspondant à l’incertitude d’une distribution uniforme définie sur 2 nanosecondes.



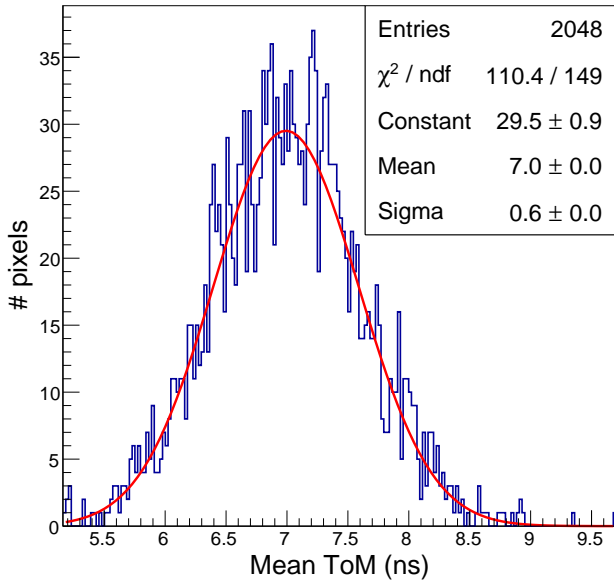


(a) Distribution du temps du maximum pour trois pixels

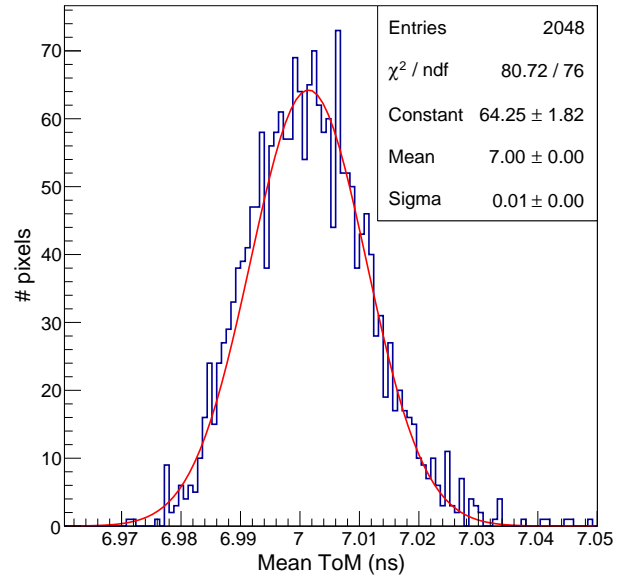


(b) Moyenne sur les pixels du temps du maximum moyenné sur tous les événements en fonction du numéro de run

FIGURE 5.2



(a) Avant étalonnage



(b) Après étalonnage

FIGURE 5.3 – Distribution du temps du maximum moyenné sur les événements d'une acquisition de Flat Field

### 5.2.2 Evolution temporelle du temps du maximum

Les moyennes du temps du maximum sur les différentes acquisitions de Flat Field effectuées au cours d'une période d'observation (un mois lunaire) sont présentées sur la figure 5.2b pour quatre pixels ainsi que pour la moyenne sur tous les pixels. On observe que le ToM moyen des différents pixels ainsi que de la moyenne sur la caméra suivent la même évolution au cours du temps. Il est donc possible d'étalonner le ToM d'un pixel en calculant le décalage du ToM d'un pixel par rapport à l'autre de manière stable au cours du temps.

## 5.3 Méthodes d'étalonnage

Dans cette section deux méthodes d'étalonnage seront détaillées. La première, introduite par Vincent Marandon, est celle qui est désormais utilisée par la collaboration H.E.S.S. et consiste en l'étude du décalage en temps de chaque pixel par rapport à la moyenne sur la caméra. Un étalonnage affine sera ensuite expliqué et testé.

### 5.3.1 Décalage sur la caméra

Le décalage du temps du maximum est défini pour chaque pixel comme la différence entre le ToM moyenné sur les événements d'une acquisition de Flat Field pour un pixel donné et la moyenne de ce ToM sur la caméra (figure 5.4). Les décalages de chaque pixel sont enregistrés pour chaque acquisition de Flat Field, puis tracés en fonctions des numéros d'acquisition d'une période d'observation et ajustés par un polynôme de degré 0. Le résultat de l'ajustement sera conservé dans une base de données puis appliqué aux acquisitions d'observation.

La figure 5.5a montre les décalages de quatre pixels en fonction des numéros d'acquisition. Les décalages étant très stables au cours d'une période d'observation, l'incertitude sur la valeur extraite de l'ajustement est d'environ 0.1 nanosecondes.

La figure 5.5b présente les décalages de deux pixels sur deux ans d'acquisitions de Flat Field. On observe que lors d'une remise à niveau de gains (trais verticaux noirs), les pixels présentent automatiquement un changement dans leur décalage par rapport au reste de la caméra, sans pour autant dégrader la qualité de l'étalonnage. En effet, en dehors de ces changements brusques, l'étalonnage du temps du maximum reste très stable au cours du temps.

### 5.3.2 Étalonnage affine

Afin d'effectuer un étalonnage affine, la courbe du ToM moyen de la caméra entière est tracé en fonction du ToM moyen par pixel pour toutes les acquisition de Flat Field d'une période d'observation, chaque point représentant une acquisition. Ce graphique est ensuite ajusté par une fonction affine (voir figure 5.6). Les décalages sont alors directement extraits du degré 0 du polynôme ajusté.

La pente de la droite peut aussi être étudiée. Elle représente l'écart de la vitesse de l'horloge qui contrôle la SAM (section 3.3.4) en nanoseconde par nanoseconde par rapport au reste de la caméra et doit donc être égale à un car toutes les horloges sont identiques et doivent donc avoir la même vitesse.

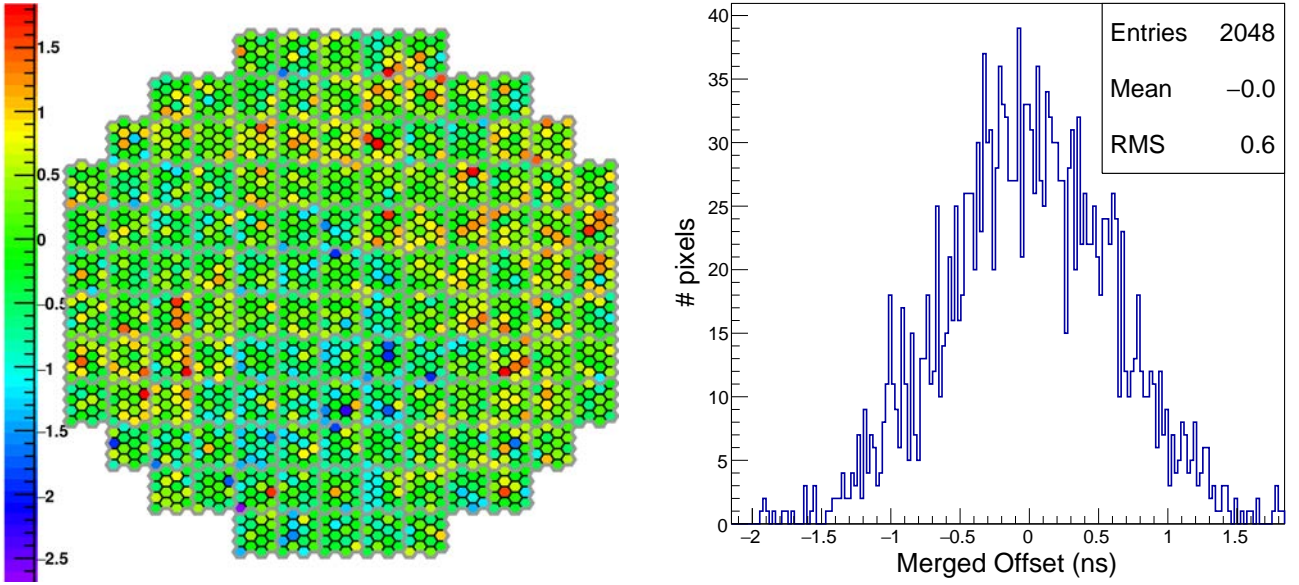
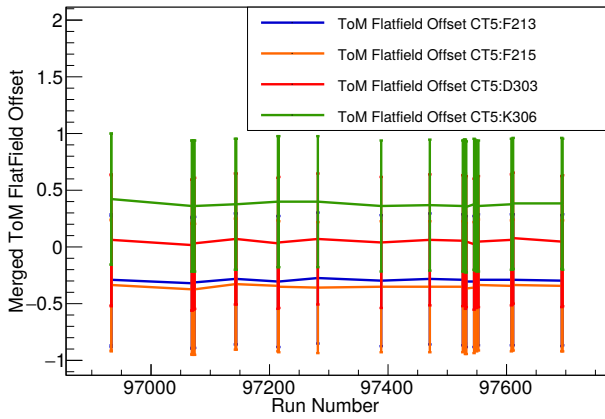
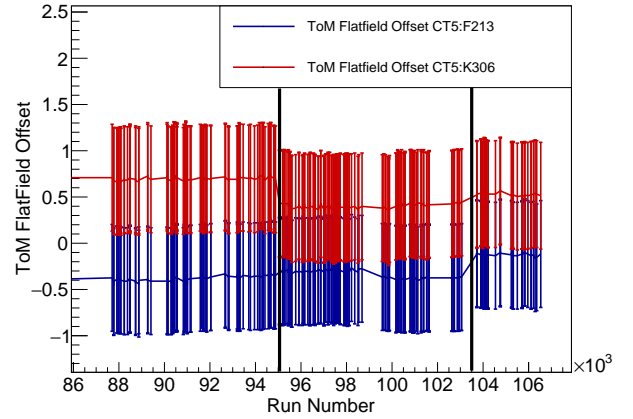


FIGURE 5.4 – Distribution des décalages obtenus par l'étude d'une acquisition de Flat Field. Représentation sur la caméra (à gauche) et projection (à droite).



(a) Une période d'observation



(b) Deux ans d'observation. Traits noirs : rehausse des gains à leur valeur nominale

FIGURE 5.5 – Décalages du temps du maximum pour quelques pixels pris au hasard en fonction du numéro de l'acquisition de Flat Field

Cependant sur certaines périodes d'observation, on observe de grands décalages de vitesses entre deux parties de la caméra, comme montré sur la figure 5.7a. Ces deux parties correspondent aux cartes électroniques de déclenchement (figure 5.7b). La variation du positionnement des pentes sur la caméra demeurant faible et n'étant pas comprise pour le moment, l'étalonnage affine n'est conservé que pour de futures études mais n'est pas utilisé dans l'analyse de données.

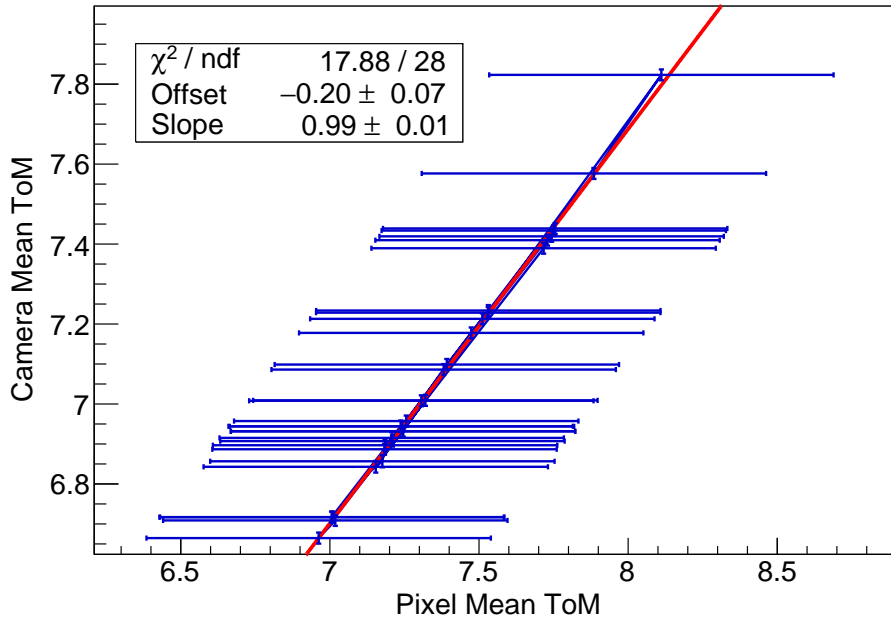


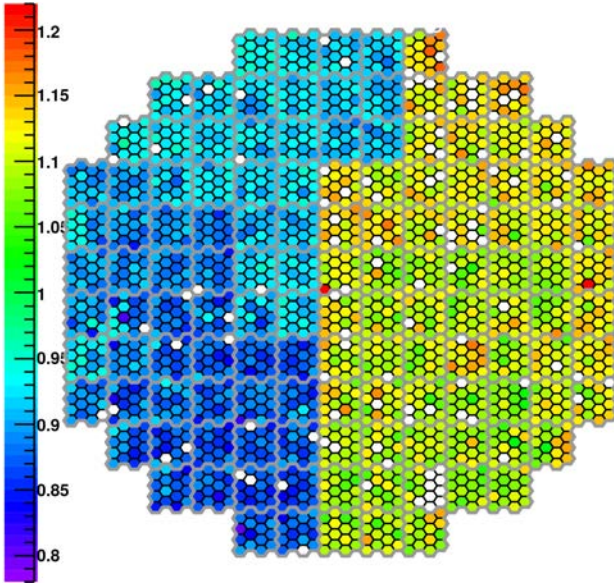
FIGURE 5.6 – Temps du maximum moyen de la caméra en fonction du temps du maximum d'un pixel pris au hasard, le tout moyenné sur les événements d'une acquisition de Flat Field. Un point représente une acquisition.

## 5.4 Application de l'étalonnage

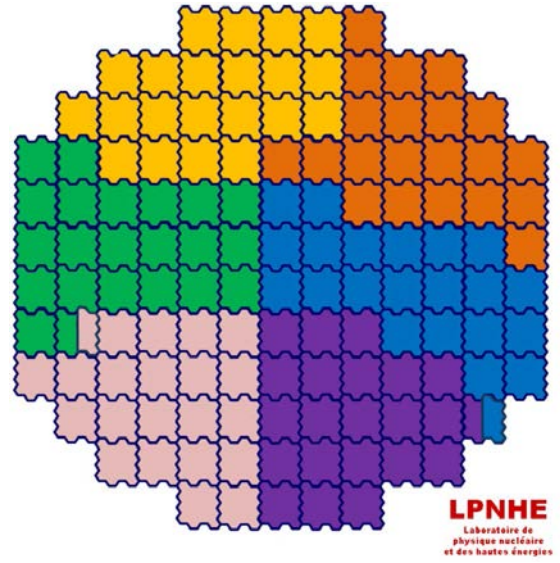
Les décalages issus de l'étalonnage sont directement ajoutés à la valeur du ToM de chaque pixel pour toutes les acquisitions d'observation d'une période. On étudiera dans cette section les valeurs du ToM corrigées sur des acquisitions de Flat Field et d'observation.

### 5.4.1 Application aux acquisitions de Flat Field

La figure 5.3b montre la distribution des valeurs du ToM étalonnées et moyennées sur les événements de l'acquisition de Flat Field numéro 96574. On observe que la largeur de la distribution est maintenant réduite à  $10^{-2}$  nanosecondes, à comparer avec les 0.6 nanosecondes obtenus avant étalonnage. La précision du ToM sur l'ensemble de la caméra est donc améliorée de 98%. De plus, l'application de la calibration ne change pas la moyenne du temps du maximum sur la caméra.



(a) Distribution sur la caméra de pentes (sans unité) issus de l'étalonnage affine d'une période d'observation



(b) Associations des tiroirs aux cartes de déclenchement électroniques

FIGURE 5.7 – Corrélation entre les pentes de l'étalonnage affine et les cartes de déclenchement L1A

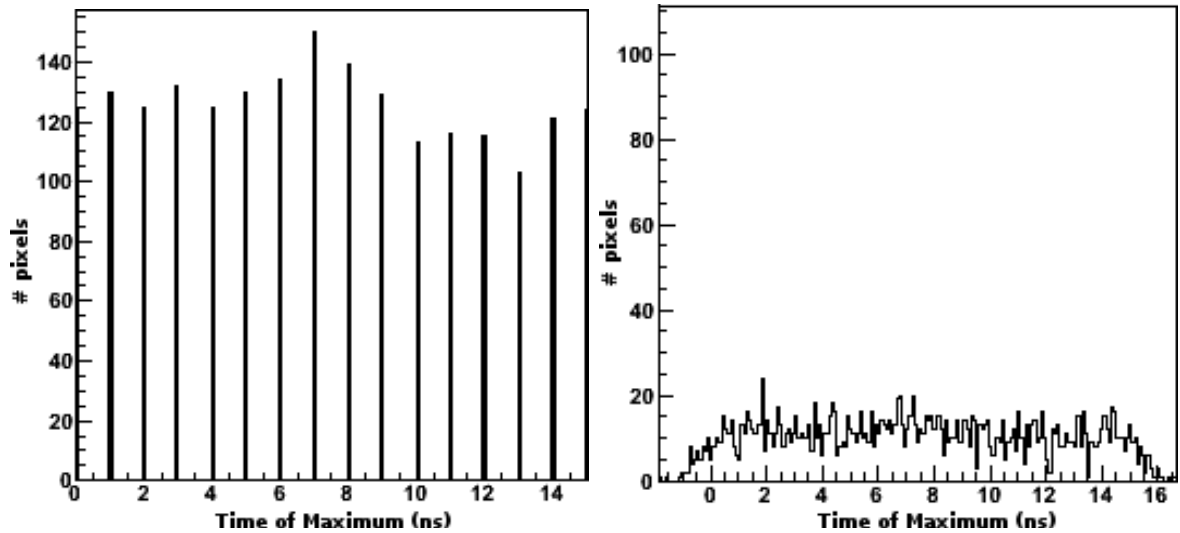


FIGURE 5.8 – Temps du maximum d'un événements d'une acquisition d'observation avant (à gauche) et après étalonnage (à droite).

### 5.4.2 Application aux données d'observation

La figure 5.8 présente la distribution du ToM dans les pixels de CT5 avant et après étalonnage pour un événement d'une acquisition d'observation. Avant étalonnage, on constate bien que le temps du maximum est distribué discrètement et prend des valeurs comprises entre 0 et 15 nanosecondes incluses. L'étalonnage rend la distribution continue et autorise des valeurs inférieures à 0 et supérieures à 15 nanosecondes.

# Chapitre 6

## Étalonnage optique par anneaux de muons

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Efficacité optique . . . . .</b>	<b>51</b>
<b>6.2</b>	<b>Modèle d’anneau de muon . . . . .</b>	<b>51</b>
6.2.1	Modèle théorique pour un télescope circulaire . . . . .	51
6.2.2	Prise en compte de l’absorption par l’atmosphère . . . . .	53
<b>6.3</b>	<b>Méthode de reconstruction des anneaux . . . . .</b>	<b>53</b>
6.3.1	Nettoyage de l’image . . . . .	54
6.3.2	Première sélection des muons . . . . .	56
6.3.3	Ajustement par maximum de vraisemblance . . . . .	56
<b>6.4</b>	<b>Étude en simulation . . . . .</b>	<b>58</b>
6.4.1	Sélection des anneaux . . . . .	58
6.4.2	Incertitudes sur l’efficacité optique des télescopes et sur la reconstruction des paramètres du muon . . . . .	61
6.4.3	Efficacité de référence . . . . .	63
6.4.4	Dégradation simulée des télescopes . . . . .	63
<b>6.5</b>	<b>Étude de l’efficacité optique des télescopes de H.E.S.S . . . . .</b>	<b>63</b>
6.5.1	Distribution d’efficacité optique au cours d’une acquisition . . . . .	64
6.5.2	Suivi de l’efficacité optique au cours du temps . . . . .	64

---

La conversion entre les pas d’ADC et les photo-électrons est bien définie par l’intermédiaire des paramètres d’étalonnage. La dernière étape consiste à transformer le nombre de photo-électrons en nombre de photon Cherenkov, qui sont directement reliés à l’énergie du gamma incident. En d’autres termes, cette dernière étape permet de définir l’échelle d’énergie de l’expérience. En absence de banc de test, l’utilisation des muons est la méthode généralement utilisée pour définir cette échelle.

L’étude des muons permet de comprendre les pertes de photons Cherenkov dans le détecteur et de définir ainsi l’échelle d’énergie du télescope. H.E.S.S. peut observer les muons sur les 400

derniers mètres environ avant leur arrivée au sol ( $\sim 700$  m pour CT5). De plus, les muons de haute énergie ne diffusent que peu d'énergie sur cette distance. Le nombre de photons Cherenkov qu'ils ont émis peut donc être facilement estimé. La vitesse des muons étant aussi considérée comme constante, l'angle Cherenkov est donc constant ce qui a pour effet de former un anneau dans le plan focal (cf figure 6.1).

Ensuite, en modélisant la trajectoire des photons dans le télescope, une comparaison entre l'image réelle de l'anneau dans la caméra et une image modélisée sera établie, donnant directement l'efficacité optique du détecteur.

La méthode de reconstruction des anneaux et la détermination de l'efficacité optique sont décrites dans les paragraphes suivants. Les résultats obtenus seront ensuite étudiés en simulation ainsi qu'avec des données réelles.

## 6.1 Efficacité optique

Durant le trajet des photons Cherenkov dans le télescope une part importante d'entre eux est perdue. Le pourcentage de photons restant est appelé efficacité optique. Elle peut être divisée en plusieurs contributions :

- La réflectivité des miroirs intégrée sur la longueur d'onde :  $Re \sim 80\%$
- L'ombre de la caméra et des mâts :  $Sh \sim 10\%$
- L'efficacité de collection : perte de photons entre les miroirs et la caméra multipliée par la réflectivité des cônes de Winston :  $Co \sim 70\%$
- L'efficacité quantique des PMs intégrée sur la longueur d'onde :  $QE \sim 20\%$

L'efficacité optique totale peut donc être obtenu par cette expression :

$$\text{Eff. opt.} = Re \times (1-Sh) \times Co \times QE \sim 10\% \quad (6.1)$$

Les valeurs ci-dessus sont estimées pour un télescope de H.E.S.S. à son efficacité maximale. La dégradation de l'efficacité optique due à la poussière et au vieillissement du matériel est obtenue par la reconstruction des anneaux de muons.

## 6.2 Modèle d'anneau de muon

Afin de reconstruire les anneaux de muon et d'en extraire l'efficacité optique des télescopes, un modèle décrivant l'intensité reçue dans les pixels de la caméra d'un télescope circulaire est ajusté à l'image des muons au cours des acquisitions d'observation de H.E.S.S. Ce modèle est décrit en détail dans cette section.

### 6.2.1 Modèle théorique pour un télescope circulaire

Le modèle d'anneau de muon pour un télescope circulaire est décrit par Vacanti et al. [Vacanti, 1994]. Il donne le nombre total de photo-électrons dans la caméra en fonction des paramètres du muon :



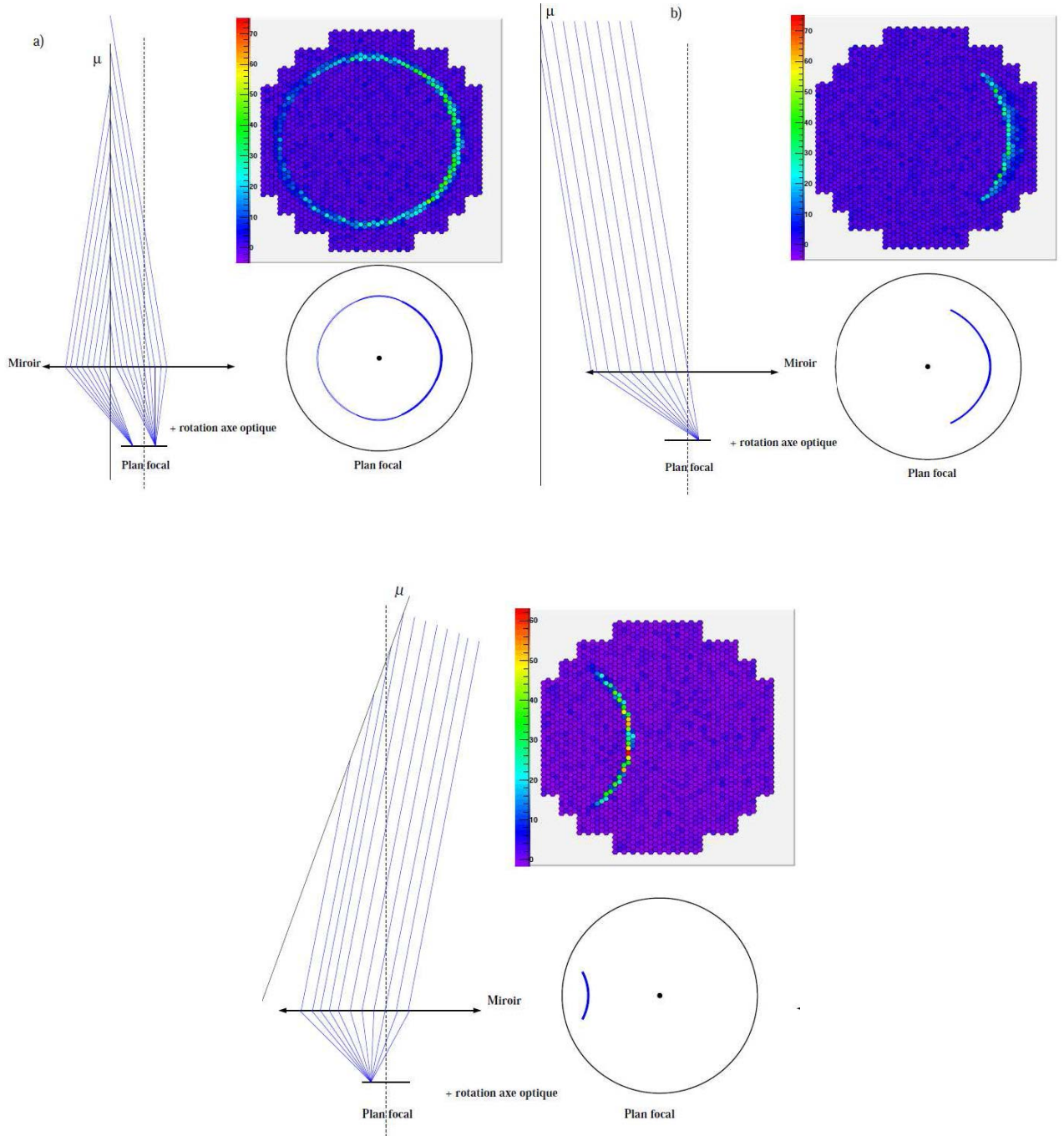


FIGURE 6.1 – Comportement d'un anneau de muon en fonction du paramètre d'impact et de l'inclinaison du muon avec l'axe optique. En haut à gauche, muon tombant dans le miroir. En haut à droite, muon tombant à l'extérieur du miroir. En bas, muon tombant à l'extérieur avec un angle non nul par rapport à l'axe optique.

$$\frac{d^3 N}{dl d\phi d\lambda} = \frac{\alpha}{2} \sin(2\theta_c) \frac{\psi(\lambda)}{\lambda^2} D(\phi, \rho) a(l, \lambda) \quad (6.2)$$

avec  $\alpha$  la constante de structure fine,  $\theta_c$  l'angle Cherenkov proportionnel au rayon de l'anneau,  $\psi(\lambda)$  l'efficacité optique,  $l$  la longueur de la trajectoire du muon et  $a(l, \lambda)$  le coefficient d'absorption de l'atmosphère.

$D(\phi, \rho)$  est la corde définie par l'intersection entre le plan du miroir et le plan de la trajectoire des photons, telle que :

$$D(\phi, \rho) = \begin{cases} 2R\sqrt{1 - (\rho/R)^2 \sin^2 \phi} & \text{if } \rho > R \\ R \left( \sqrt{1 - (\rho/R)^2 \sin^2 \phi} + (\rho/R) \cos \phi \right) & \text{if } \rho < R \end{cases} \quad (6.3)$$

avec  $\rho$  le paramètre d'impact du muon,  $R$  le rayon du miroir et  $\phi$  l'angle azimutal dans le plan focal.

La figure 6.1 montre le comportement de l'anneau en fonction du paramètre d'impact et de l'inclinaison du muon avec l'axe optique. L'anneau est complet quand le muon tombe dans le miroir ; autrement c'est un arc de cercle. L'inclinaison par rapport à l'axe optique déplace le centre de l'anneau. La variation de l'angle  $\phi$  opère une rotation de l'image de l'anneau.

L'expression utilisée pour reconstruire les anneaux de muon dans la collaboration H.E.S.S. donne le nombre de photons dans un PM donné par [Rovero, 1996] :

$$\frac{d^4 N}{dr d\phi d\lambda d\theta} = \frac{\alpha}{2} \sin(2\theta_c) \frac{\psi(\lambda)}{\lambda^2} D(\phi) a(r, \lambda) \frac{\exp\left(-\frac{(\theta-\theta_c)^2}{2\sigma_T^2(r, \theta_c)}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma_T(r, \theta_c)} \quad (6.4)$$

avec  $r$  la distance depuis le centre du télescope à un miroir donné,  $\theta$  la distance du centre de l'anneau à un point donné dans le PM étudié et  $\sigma_T$  la largeur de l'anneau considérée gaussienne pour cette étude, issue de la diffusion multiple du muon dans l'atmosphère.

### 6.2.2 Prise en compte de l'absorption par l'atmosphère

L'absorption de l'atmosphère  $a(r, \lambda)$  est simulée par Monte Carlo. Des muons sont générés dans l'atmosphère et le spectre Cherenkov reçu au sol, présenté en jaune dans la figure 6.2, est intégré sur la longueur d'onde. L'intervalle d'intégration (entre 280 et 640 nm) est pris dans une zone où l'efficacité quantique des PM est significative et où l'absorption est limitée.

## 6.3 Méthode de reconstruction des anneaux

Deux principales étapes sont nécessaires à la reconstruction de l'anneau de muon et à la détermination de l'efficacité optique.

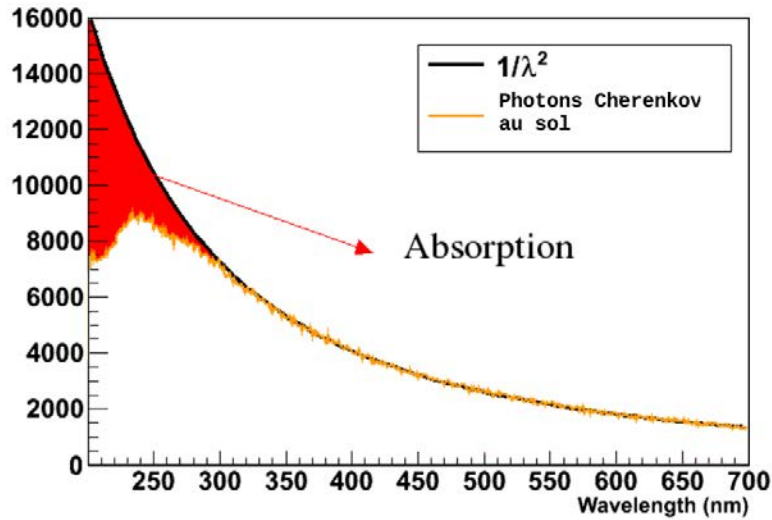


FIGURE 6.2 – Spectre simulé des photons Cherenkov arrivés au sol (en jaune) normalisé pour s’ajuster à la fonction  $\frac{1}{\lambda^2}$  (en noir).

Un premier calcul est effectué pour déterminer le rayon et la position du centre de l’anneau, en utilisant l’algorithme de Karimäki [Karimäki, 1991], qui est un ajustement circulaire sur une image nettoyée par une méthode du moindre carré. Il permet aussi de faire une première sélection des muons.

Ensuite, le modèle d’émission Cherenkov d’un muon présenté dans l’équation (6.4) est ajusté pixel par pixel sur la totalité de la caméra par une méthode de maximum de vraisemblance. De cet ajustement sont extraits les différents paramètres du muon et l’efficacité optique du télescope.

	Seuil bas	Seuil haut	ToM 1	ToM 2
<b>CT1/4</b>	4 p.e	6 p.e	∅	∅
<b>CT5</b>	2 p.e	4 p.e	4 ns	2 ns

TABLE 6.1 – Seuils de nettoyage des images d’anneaux de muons

### 6.3.1 Nettoyage de l’image

Dans cette section nous présentons les différentes techniques de nettoyage utilisées.

Le nettoyage de l’image est différent selon le type de télescope, du fait des différences de pixellisation des caméras. En effet, comme la taille angulaire des pixels de CT5 est plus petite, ces derniers collecteront chacun moins de lumière Cherenkov pour une même image, comparativement aux pixels des caméras de la phase I de H.E.S.S.

Pour CT1/4, le nettoyage utilise une combinaison de deux seuils en intensité :

- le seuil haut : un pixel est conservé pour l’ajustement s’il a une intensité supérieure à ce seuil.
- le seuil bas : un pixel dont l’intensité est comprise entre les seuils haut et bas est retenu pour l’ajustement si l’intensité d’au moins un de ses voisins directs est supérieure au

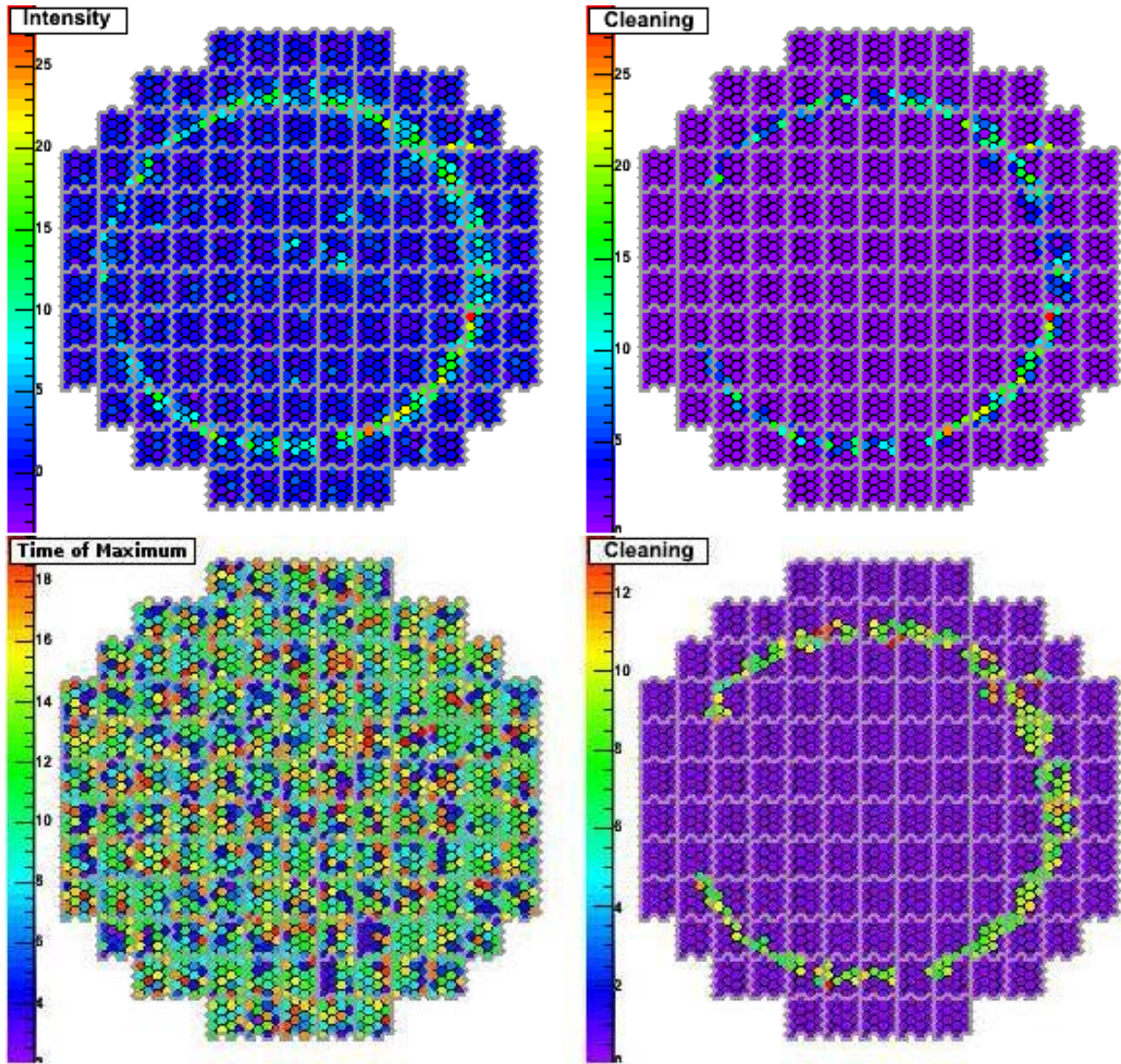


FIGURE 6.3 – Gauche : image brute avant nettoyage en intensité (en haut) et en temps du maximum (en bas). Droite : Image du muon nettoyé.

seuil haut.

Pour CT5, le nettoyage est un mélange entre le nettoyage présenté ci-dessus et un nettoyage utilisant le temps du maximum. Les photons Cherenkov en provenance du muon étant émis à quelques centaines de mètres du télescope, l'écart entre leur temps d'arrivée dans CT5 est donc du même ordre de grandeur que la résolution temporelle de l'instrument. Après avoir réalisé un premier nettoyage similaire à celui des autres télescopes mais à plus bas seuil en intensité, un nettoyage temporel est effectué. Une première coupure (ToM 1) est appliquée sur l'écart du temps du maximum d'un pixel par rapport à la moyenne des autres pixels nettoyés. On demande ensuite que les pixels restants aient au moins un voisin tel que la différence de temps du maximum entre ces deux pixels soit inférieure à un seuil donné (ToM 2).

Les différents seuils de nettoyage sont présentés dans la table 6.1. La figure 6.3 montre une image de muon nettoyé par cette méthode.

### 6.3.2 Première sélection des muons

Après nettoyage de l'image, l'ajustement circulaire de l'anneau par l'algorithme de Karimäki [Karimäki, 1991] reconstruit avec une bonne précision la position du centre de l'anneau et son rayon et ce, que le cercle soit entier ou seulement un arc. Il permet aussi de faire une présélection sur la qualité des muons afin de réduire le nombre d'événements à traiter par l'ajustement par maximum de vraisemblance.

Une première coupure sur le rayon des anneaux est mise en place, rejetant les muons dont le rayon reconstruit est supérieur 25 mrad, ce qui est impossible sur le site de H.E.S.S., ainsi que les petits anneaux de rayon inférieur à 5 mrad pour lesquels le nombre de pixels sera trop faible pour l'analyse par maximum de vraisemblance. Pour les mêmes raisons, on écarte aussi les images dont la moyenne de la distribution radiale des pixels passant le seuil haut de nettoyage en intensité dépasse 23.5 mrad, ainsi que celles pour lesquels le nombre de pixels participant à l'ajustement circulaire est inférieur à 10 pour CT1/4 ou à 20 pixels pour CT5.

Enfin, pour les pixels dont l'intensité passe le seuil bas, on étudie le ratio entre l'intensité totale à l'intérieur et à l'extérieur de l'anneau. Pour éviter les images contaminées par une gerbe hadronique, qui présentent le plus souvent une intensité importante à l'intérieur de l'anneau, on n'accepte seulement les événements pour lesquels ce ratio est supérieur à 0.1.

### 6.3.3 Ajustement par maximum de vraisemblance

L'étape suivante consiste en un ajustement pixel par pixel du modèle d'anneau de muons présenté dans l'équation 6.4 par une méthode maximum de vraisemblance. Il sera effectué sur les candidats muons sélectionnés par les premières coupures décrites ci-dessus.

Pour réduire le temps de calcul, l'ajustement est restreint aux pixels présents dans un anneau de 3 pixels de largeur autour du rayon obtenu par l'algorithme de Karimäki.

L'ajustement par maximum de vraisemblance nécessite une paramétrisation initiale issue des résultats de l'ajustement circulaire. Le rayon, la position du centre de l'anneau et l'angle  $\phi$  du maximum d'intensité sont directement tirés de l'algorithme de Karimäki. Quant au paramètre d'impact, il est initialisé en étudiant le ratio entre la position du barycentre de l'image par rapport au centre de la caméra et le rayon de l'anneau.



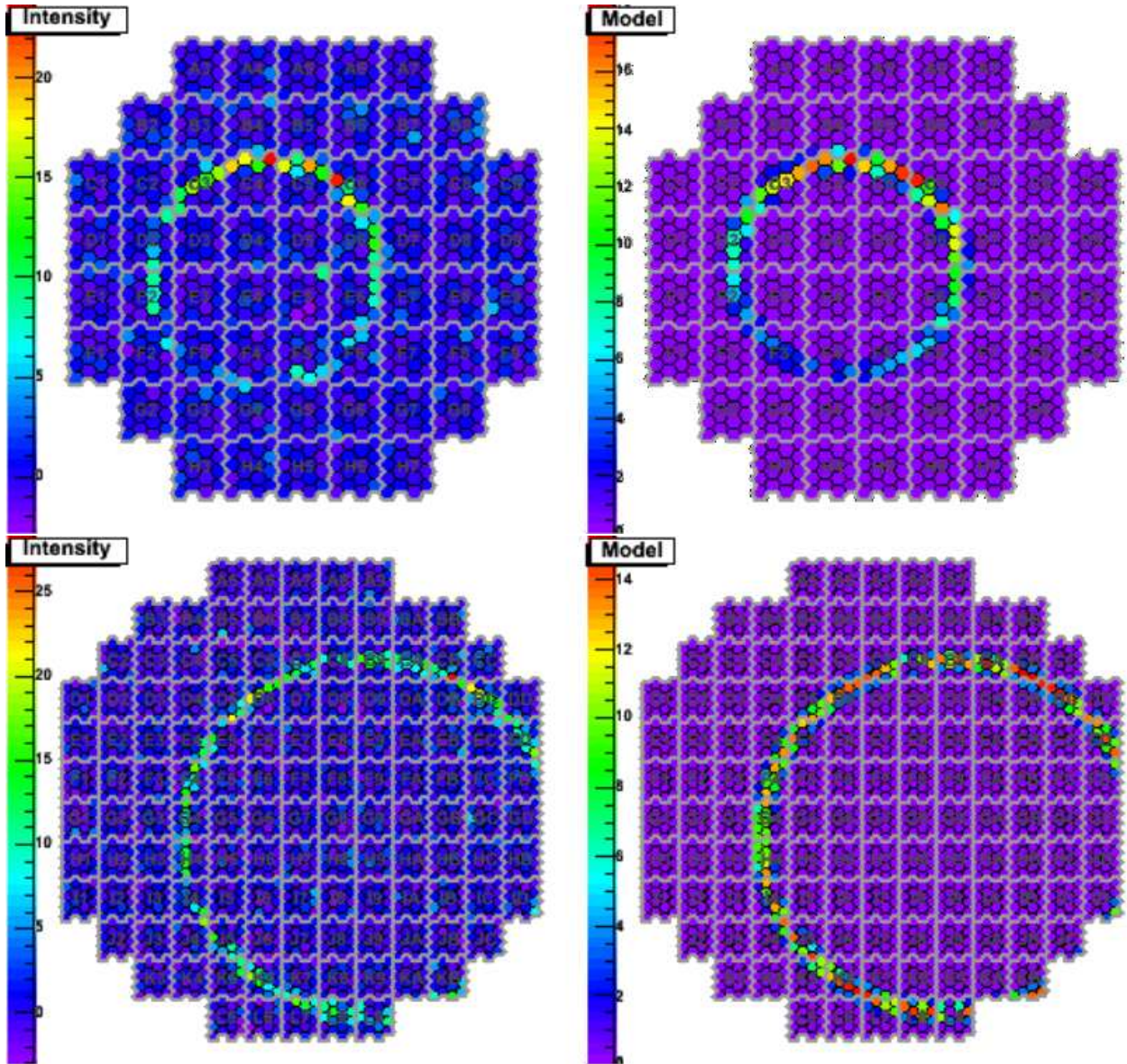


FIGURE 6.4 – Gauche : Images d’anneaux de muons (en haut : vu par un télescope de la phase I de H.E.S.S. ; en bas : vu par CT5). L’intensité est exprimée en p.e. Droite : Ajustement de l’anneau par l’eq. (6.4).

L'ajustement par maximum de vraisemblance consiste en la minimisation du logarithme de la vraisemblance présenté ci-dessous et qui sera expliquée en détails dans la section 7.2 :

$$\ln L(s|\mu) = -2 \ln \left[ \sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2)}} \exp \left( -\frac{(s-n)^2}{2(\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2)} \right) \right] \quad (6.5)$$

où  $s_i$  et  $\mu_i$  sont respectivement le signal enregistré (en photoelectrons) et le modèle dérivé de l'équation (6.4) pour un pixel donné  $i$ ,  $n$  le nombre de photoélectrons,  $\sigma_p$  la largeur du piédestal et  $\sigma_\gamma$  la largeur du pic d'un photoélectron unique.

Un exemple de muons observés dans un télescope de la phase I de H.E.S.S et dans CT5 ainsi que le modèle issu de l'ajustement par maximum de vraisemblance sont montrés sur la figure 6.4.

## 6.4 Étude en simulation

L'analyse des anneaux de muons en simulation est nécessaire afin de déterminer les incertitudes systématiques sur la reconstruction des paramètres du muons ainsi que de l'efficacité optique. Elle permettra aussi de déterminer des coupures de sélection afin d'éliminer les muons pour lesquels l'efficacité a été mal reconstruite du fait d'un manque d'informations dans l'image de l'anneau. Enfin, pour prendre en compte la dégradation des télescopes dans l'analyse gamma, l'efficacité optique reconstruite dans les données doit être systématiquement comparée à celle obtenue par simulation des télescopes au maximum de sa réflectivité. La dégradation des télescopes et son effet sur la reconstruction des anneaux de muon seront aussi étudiés en simulation.

Pour cette étude, cent millions de muons ont été simulés au dessus de H.E.S.S. avec les caractéristiques suivantes :

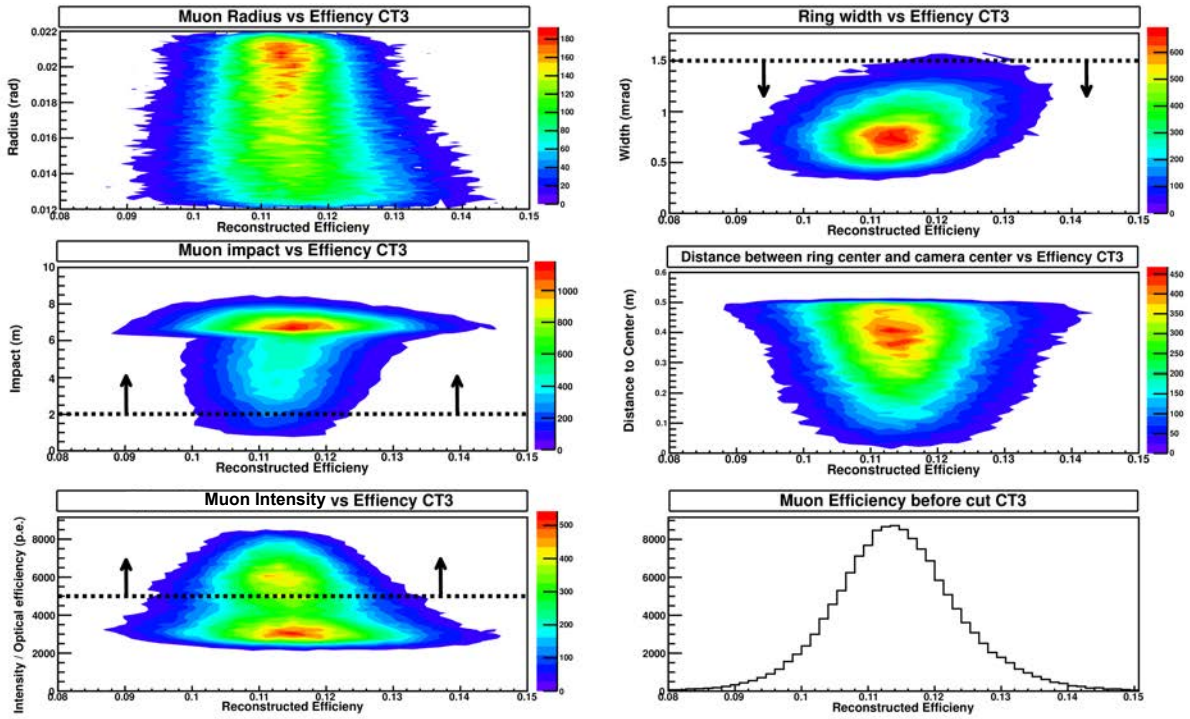
- paramètre d'impact entre 0 et 100 m autour du centre du réseau,
- profondeur d'injection 600  $X_0$  (soit environ 2500 m au dessus du site de H.E.S.S.),
- angle entre la direction du muon et l'axe optique compris entre  $0^\circ$  et  $2.5^\circ$ ,
- énergies supérieure à 6 GeV suivant un spectre de muons atmosphérique codé dans KASKADE.

### 6.4.1 Sélection des anneaux

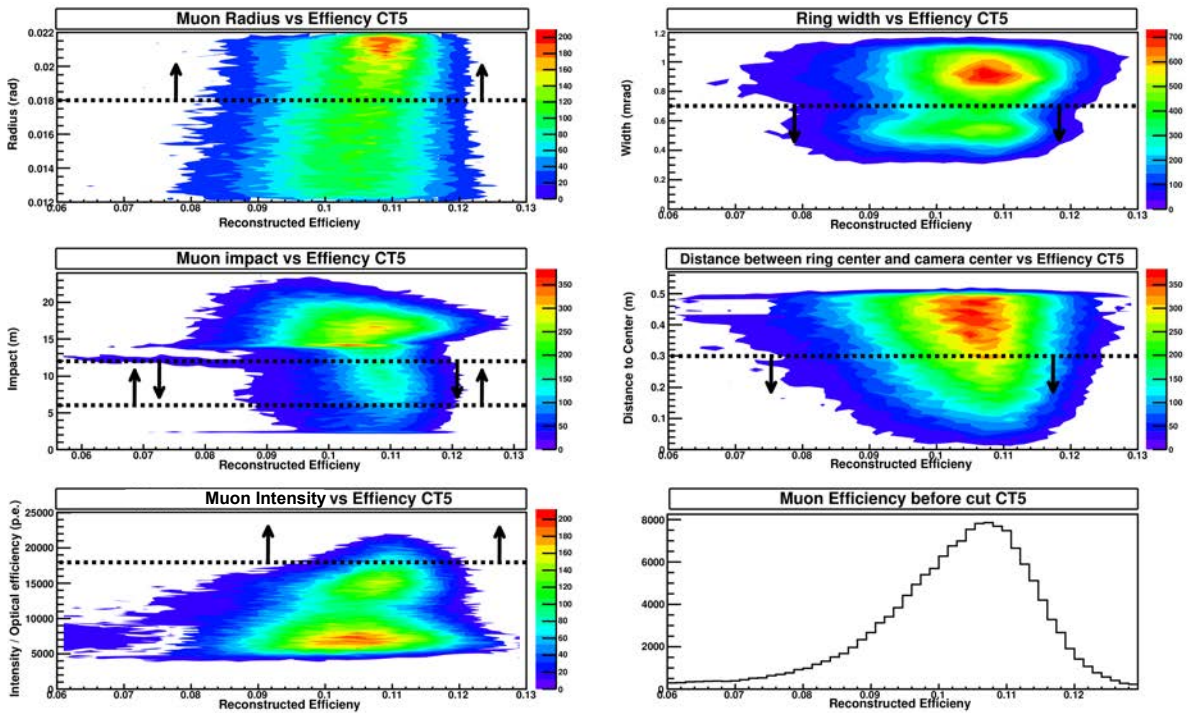
Après ajustement des images des muons simulés, une première coupure sur la qualité de l'ajustement est appliquée en ne conservant que les anneaux pour lesquels l'ajustement atteint une probabilité de  $\chi^2$  pour  $N$  degré de liberté [Weisstein] supérieure à 0.9, tel que :

$$\chi^2 \simeq \frac{\sum_{i=0}^N [\ln L(s_i|\mu_i) - \langle \ln L \rangle_{|\mu_i|}]}{\sqrt{N}} \quad (6.6)$$

avec  $N$  le nombre de pixel participants à l'ajustement. Cependant, la distribution d'efficacité optique obtenue reste très large et pour CT5, très asymétrique. Il convient alors d'étudier l'évolution des paramètres reconstruits en fonction de l'efficacité optique. Cette étude est présentée



(a) Paramètres pour le télescope CT3



(b) Paramètres pour le télescope CT5

FIGURE 6.5 – Distribution du nombre d'événement (couleur) en fonction des différents paramètres de reconstruction des anneaux de muons et en fonction de l'efficacité optique reconstruite pour les deux types de télescopes. Les lignes noires pointillées représentent les coupures de sélection qui seront appliquées.



sur la figure 6.5 pour un télescope de la phase I (CT3) et pour CT5. Cette figure montre les différents paramètres qui ont un impact important sur la reconstruction de l'efficacité optique en fonction de cette même efficacité.

Pour les télescopes de la phase I de H.E.S.S., les paramètres contribuant en majorité à l'élargissement de la distribution d'efficacité optique sont le paramètre d'impact du muon, l'intensité de l'anneau rapportée à l'efficacité reconstruite et dans une moindre mesure la largeur de l'anneau. Les distributions des ces variables en fonction de l'efficacité sont présentées sur la figure 6.5a. La distribution du paramètres d'impact montre qu'il est difficile d'évaluer avec précision l'efficacité optique lorsque le muon tombe en dehors du télescope (au delà de 6 m environ) ou dans le trou central. Mais rejeter tous les muons dont le paramètres d'impact est plus grand que la taille du miroir, revient ici à réduire considérablement la statistique. Une autre approche consiste alors à rejeter les muons dont l'intensité est trop faible. Du fait de la grande corrélation entre l'intensité et le paramètre d'impact, cette méthode va permettre de réduire les incertitudes sur l'efficacité optique tout en conservant une statistique suffisante.

Pour CT5, les choses se compliquent du fait la forme elliptique de la surface réfléchive, difficilement compatible avec l'approche adoptée d'un modèle de télescope circulaire. Les distributions des différents paramètres présentées sur la figure 6.5b montrent chacune un décalage systématique avec l'efficacité optique expliquant son asymétrie. Des coupures plus drastiques vont donc devoir être appliquées. En particulier, pour des paramètres d'impact supérieur à 12 m, diamètre minimal du télescope, la reconstruction de l'efficacité optique se comporte aléatoirement. Ceci s'explique par l'impossibilité de définir correctement la corde  $D(\phi)$  au delà de 12 m. Ce phénomène se répercute directement sur les anneaux de faible intensité.

La fine pixellisation de la caméra de CT5 va elle aussi poser problème. En effet, les muons de plus faible énergie sont plus sensibles à la diffusion multiple sur les particules présentes dans l'atmosphère et vont ainsi être facilement déviés de leur trajectoire, ce qui aura pour effet de déformer l'anneau. Si ce phénomène n'était que peu visible avec la phase I de H.E.S.S., il dégrade sensiblement la reconstruction de l'efficacité optique de CT5. On remarque ainsi sur la figure 6.5b que les anneaux de petit rayon, de grande largeur, de faible intensité ou dont le centre est loin du centre de la caméra élargissent fortement la distribution d'efficacité optique. Une coupure sur chacun de ces paramètres sera donc appliquée.

Le tableau 6.2 résume les différentes coupures de sélection des anneaux pour les deux types de télescopes de H.E.S.S.

	CT1/4	CT5
<b>Probabilité de <math>\chi^2</math></b>	$> 0.9$	$> 0.9$
<b>Paramètre d'impact</b>	$> 2$ m	entre 6 et 12 m
<b>Largeur de l'anneau</b>	$< 1.5$ mrad	$< 0.7$ mrad
<b>Rayon de l'anneau</b>	$\emptyset$	$> 0.018$ rad
<b>Distance au centre</b>	$\emptyset$	$< 0.3$ m
<b>Intensité / eff. optique</b>	$> 5000$ p.e	$> 18000$ p.e

TABLE 6.2 – Coupures de sélection des anneaux de muons pour les deux types de télescopes du réseau H.E.S.S.

Une nouvelle méthode a été développée par Vincent Marandon, Alison Mitchel et Robert Parsons [Mitchell, 2015] pour la chaîne d'étalonnage d'Heidelberg. Elle calcule la corde  $D(\phi, \rho)$

en utilisant un ensemble de point représentant les contours du miroir, permettant ainsi d'adapter le modèle d'anneau de muon pour un télescope circulaire à n'importe quel type de télescope.

#### 6.4.2 Incertitudes sur l'efficacité optique des télescopes et sur la reconstruction des paramètres du muon

Après application des coupures de sélection, les distributions d'efficacité obtenues en simulation pour les télescopes des phases I et II de H.E.S.S sont montrées sur la figure 6.6. Elles montrent que l'efficacité optique est connue avec une incertitude systématique inférieur à 1 % pour les deux types de télescopes.

D'autre part, il est aussi possible d'obtenir des graphiques de corrélation entre les paramètres simulés du muon et ceux obtenus après reconstruction. Ceux-ci sont présentés sur la figure 6.7 et montre une bonne corrélation, en particulier pour CT5 (figure 6.7b) pour lequel des coupures drastiques ont été effectuées. Pour CT3 (figure 6.7a), un biais important du rayon reconstruit est obtenu sur les muons de basse énergie, mais celui-ci ne concerne que très peu de muons du fait de la coupure en intensité et n'a qu'un faible impact sur l'efficacité optique. De même la mauvaise résolution du paramètres d'impact et de l'angle  $\phi$  du maximum d'intensité de l'anneau auront tendance à élargir la distribution d'efficacité sans pour autant biaiser les résultats.

Les biais et les résolutions moyens des paramètres reconstruits des anneaux de muons sur les deux types de télescopes sont résumés sur la table 6.3 ainsi que la résolution de l'efficacité optique. Ils sont obtenus en reportant respectivement la moyenne et l'écart-type des distributions de résolution de ces variables, c'est à dire :

$$\frac{\text{paramètre reconstruit} - \text{paramètre simulé}}{\text{paramètre simulé}}$$

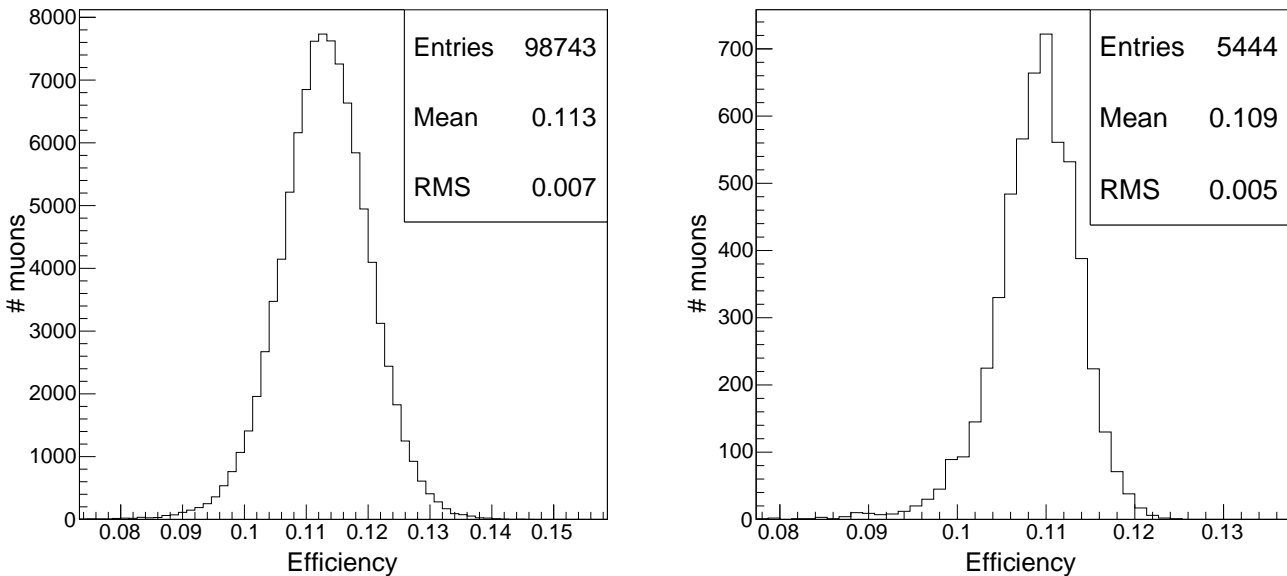
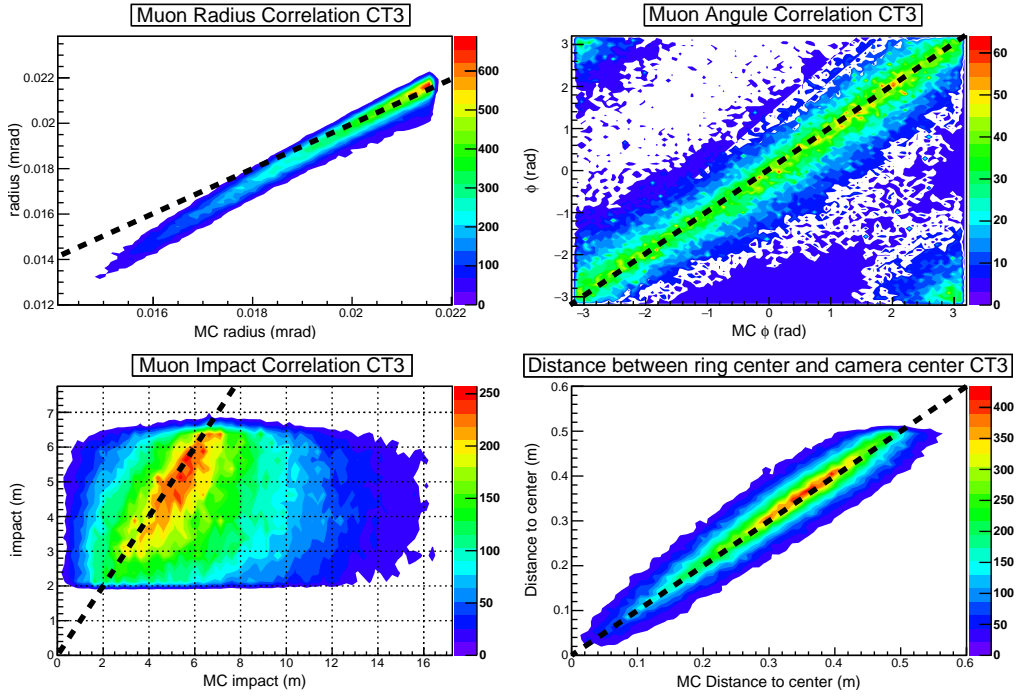
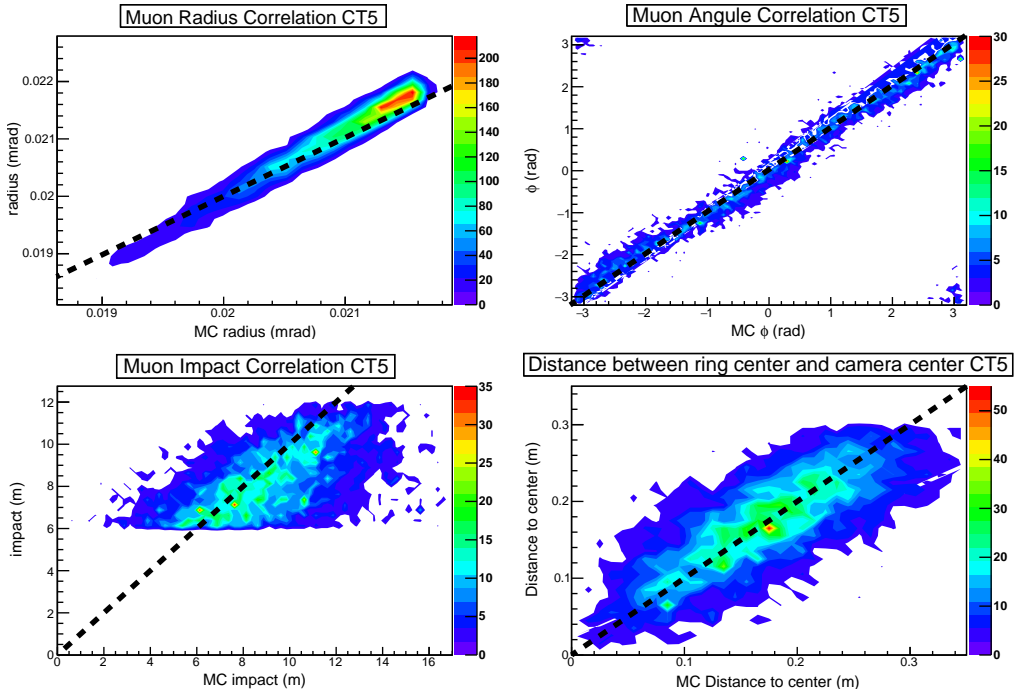


FIGURE 6.6 – Distribution de l'efficacité optique obtenue avec des muons simulés sur CT3 (à gauche) et sur CT5 (à droite)



(a) Corrélation des paramètres reconstruits et simulés pour CT3



(b) Corrélation des paramètres reconstruits et simulés pour CT5

FIGURE 6.7 – Paramètres des anneaux de muons simulés en fonction des paramètres reconstruits après coupures de sélection, pour les deux types de télescopes. Les lignes noires pointillées représentent les droites d'équation  $x = y$ .

	Biais CT1/4	Résolution CT1/4	Biais CT5	Résolution CT5
Paramètre d'impact	-10 %	60 %	-0.3 %	42 %
Rayon de l'anneau	-2 %	3 %	0.5 %	1 %
Distance entre le centre de l'anneau et le centre de la caméra	4 %	25 %	7 %	53 %
Angle $\phi$ du maximum d'intensité	-6 %	41 %	-1 %	27 %
Efficacité optique		6 %		5 %

TABLE 6.3 – Coupures de sélection des anneaux de muons pour les deux types de télescopes du réseau H.E.S.S.

### 6.4.3 Efficacité de référence

La dégradation de l'efficacité optique d'un télescope de H.E.S.S. est prise en compte dans la reconstruction des paramètres initiaux des rayons gamma. Afin d'étalonner la réponse de l'instrument, une efficacité de référence est établie par une étude Monte-Carlo. Des muons sont générés sur un télescope simulé à son efficacité maximale et la procédure de reconstruction des anneaux est appliquée. L'efficacité de référence est l'efficacité obtenue par cette procédure. Lors de l'analyse d'une acquisition d'observation, l'efficacité reconstruite de celle-ci est divisée par l'efficacité de référence et le facteur résultant est appliqué à la reconstruction des paramètres des rayons gamma.

### 6.4.4 Dégradation simulée des télescopes

La dégradation de l'efficacité optique des télescopes est simulée par Monte-Carlo en réduisant la réflectivité de l'instrument. Elles permettent d'étudier le comportement de la reconstruction de l'efficacité optique par cette méthode lors du vieillissement des détecteurs. On s'attend alors à ce que l'efficacité reconstruite soit proportionnelle à l'efficacité optique simulée. La figure 6.8 présente ainsi l'efficacité reconstruite en fonction de l'efficacité optique simulée pour différentes réflectivités des télescopes CT3 et CT5. Ce graphique montre un bon accord entre la simulation et la reconstruction par la méthode (pente proche 1 et sans décalage), démontrant que la reconstruction de l'efficacité est bien contrôlée, quelque soit la réflectivité de l'optique.

Ces simulations seront aussi utilisées lors de la reconstruction des événements pour l'analyse gamma, qui sera présentée au chapitre 7.

## 6.5 Étude de l'efficacité optique des télescopes de H.E.S.S

Dans cette section, les résultats de la reconstruction des anneaux de muons dans des données réelles seront présentés.

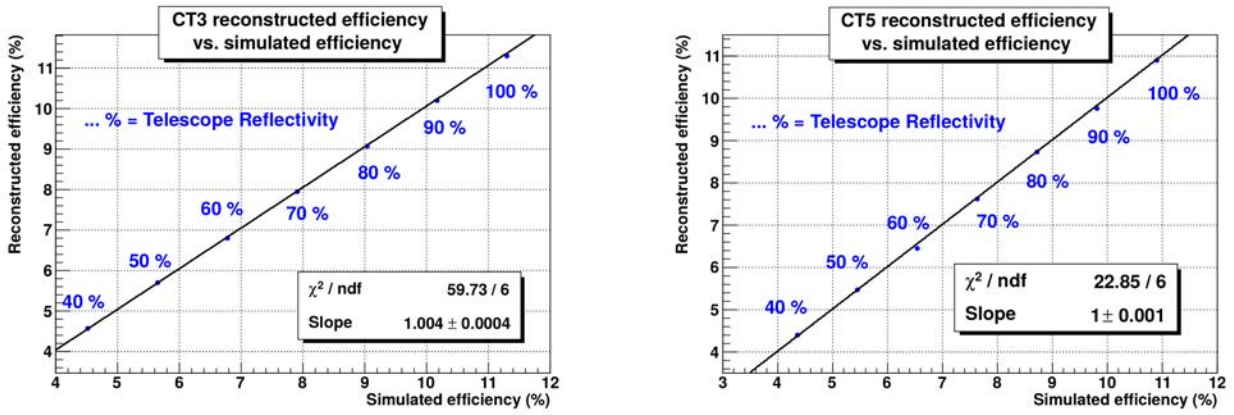


FIGURE 6.8 – Évolution de l'efficacité optique simulée de CT3 (à gauche) et CT5 (à droite) en fonction de l'efficacité reconstruite par anneaux de muons. Les nombres en bleu représentent le pourcentage de dégradation des télescopes.

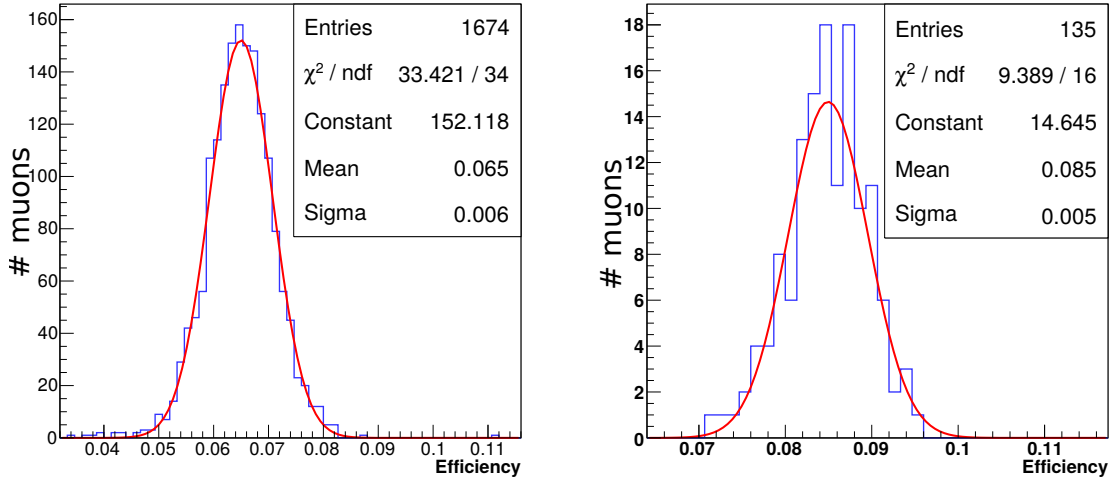


FIGURE 6.9 – Distribution d'efficacité optique obtenue dans l'acquisition numéro 95093 pour CT3 (à gauche) et pour CT5 (à droite)

### 6.5.1 Distribution d'efficacité optique au cours d'une acquisition

La figure 6.9 montre les distributions d'efficacité optique de CT3 et CT5 obtenues sur une acquisition d'observation pris au hasard. On observe que ces distributions suivent une loi normale. La résolution de l'efficacité (d'environ 9% pour CT3 et 6% pour CT5) reste proche de celle obtenue par simulation, quoique légèrement supérieure. Cet effet peut avoir pour cause les pixels non fonctionnels qui n'ont pas été pris en compte dans les simulations ou une faible contamination des anneaux par d'autres particules issus de la gerbe de hadrons dont provient le muon.

### 6.5.2 Suivi de l'efficacité optique au cours du temps

L'efficacité optique des télescopes est moyennée sur toutes les acquisitions d'une période d'observation (un mois lunaire). La figure 6.10 montre l'évolution au cours du temps de l'effi-

cacité pour CT5 le long d'une de ces périodes. L'incertitude obtenue sur l'efficacité moyenne au cours d'une période d'observation est de l'ordre de 3%.

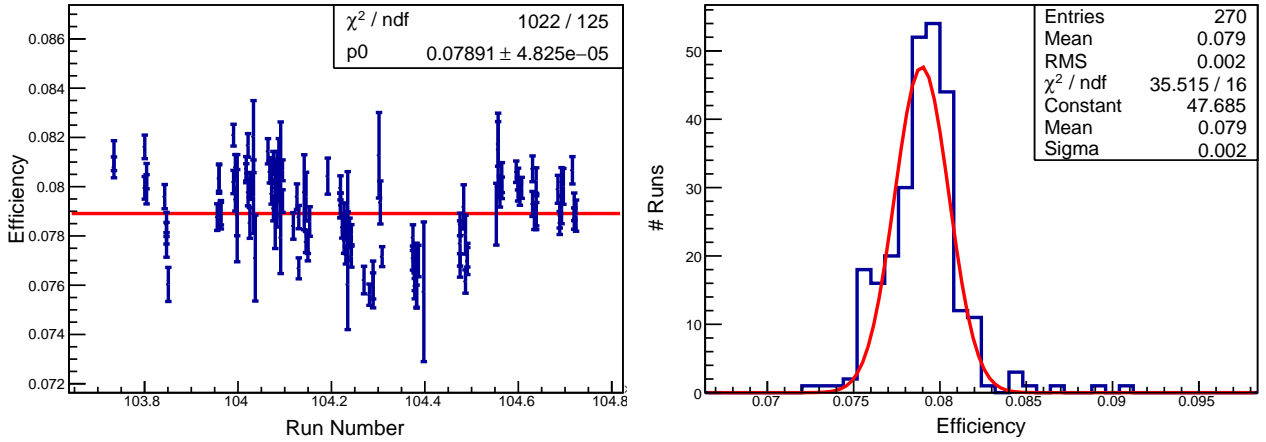


FIGURE 6.10 – Gauche : Efficacité optique de CT5 en fonction du numéro d'acquisition (run) au cours d'une période d'observation ajusté par un constante. Droite : Distribution de l'efficacité optique de CT5 au cours de la même période ajustée par un fonction Gaussienne.

La figure 6.11 présente l'efficacité optique de CT5 au cours de la même période en fonction du taux de NSB et du taux de muons reconstruits. L'absence de corrélation montre que la méthode est stable vis à vis du taux de NSB et des différentes conditions d'observation.

L'évolution de l'efficacité optique d'un télescope des phases I et II de H.E.S.S. est montrée sur la figure 6.12. Ce graphique montre bien la dégradation du télescope au cours du temps. Les petits sauts d'efficacité correspondent à des augmentations de la haute tension dans le but de retrouver une valeur de gain nominale ou au nettoyage des cônes de Winston. Le grand saut autour de l'acquisition 60000 est dû au remplacement complet des miroirs des télescopes de la première phase.

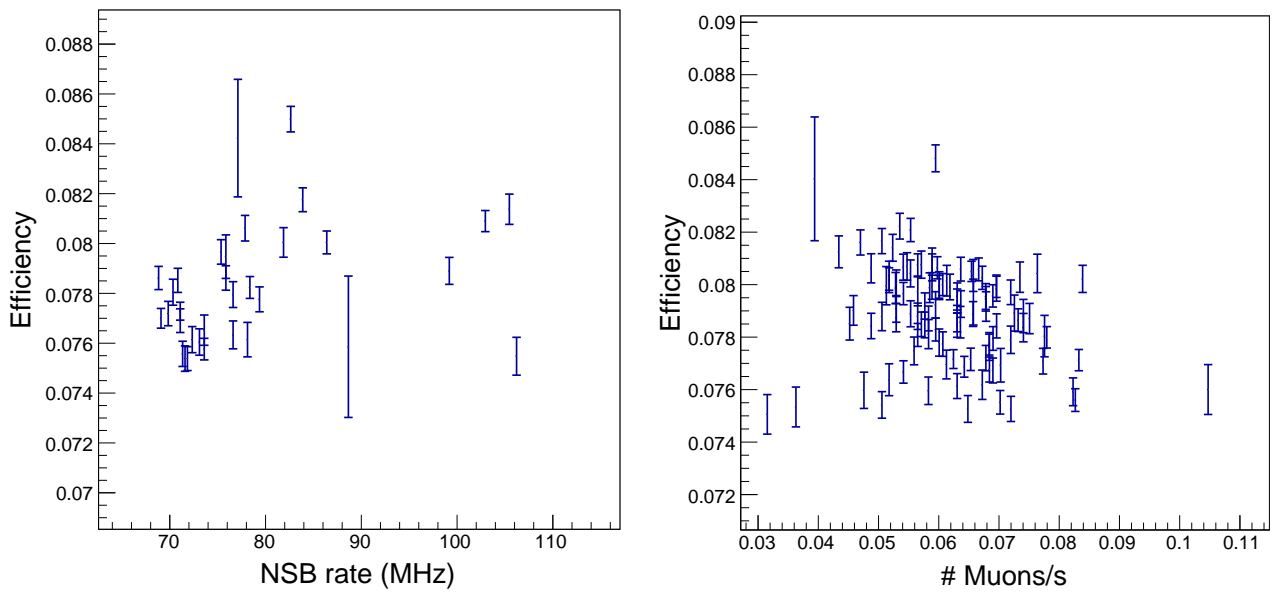


FIGURE 6.11 – Efficacité de CT5 en fonction du taux de NSB moyen au cours d’une acquisition (gauche) et en fonction du taux de muons reconstruits (droite). Un point représente une acquisition.

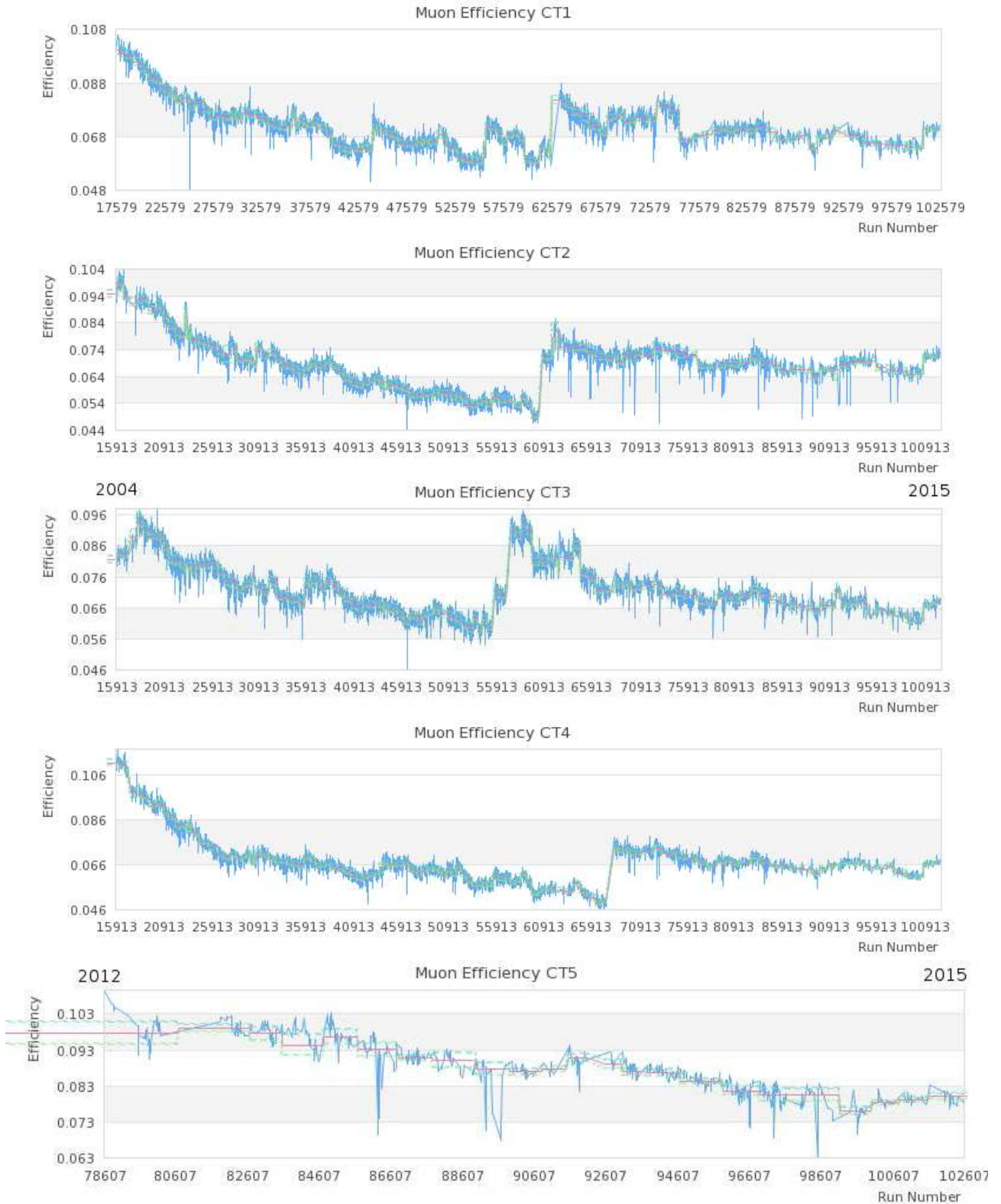


FIGURE 6.12 – Efficacité optique des télescopes de H.E.S.S au cours du temps (courbes bleues). Les courbes rouges et vertes représentent respectivement la moyenne et l'écart-type de l'efficacité sur une période d'acquisition.





# Troisième partie

## Analyse des données

# Chapitre 7

## Reconstruction des événements

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>La méthode de Hillas</b>	<b>71</b>
7.1.1	Nettoyage de l'image	71
7.1.2	Paramètres de Hillas	71
7.1.3	Reconstruction stéréoscopique	73
7.1.4	Reconstruction monoscopique	73
7.1.5	Discrimination des hadrons	75
<b>7.2</b>	<b>Reconstruction par modèle semi-analytique</b>	<b>75</b>
7.2.1	Production des modèles	75
7.2.2	Ajustement par maximum de vraisemblance	77
7.2.3	Améliorations apportées à l'analyse monoscopique	77
<b>7.3</b>	<b>Soustraction du fond</b>	<b>79</b>
7.3.1	Méthodes de soustraction	79
7.3.2	Excès, significativité, signal sur bruit et uniformité des régions OFF	82
<b>7.4</b>	<b>Rejet du bruit de fond</b>	<b>83</b>
7.4.1	Coupures de forme	83
7.4.2	Coupures de séparation	83
7.4.3	Distance angulaire à la source	84
7.4.4	Comparaison à du bruit de fond du ciel (NSB Goodness)	85
7.4.5	Coupure dépendante en énergie	86
7.4.6	Définitions des coupures standards	88
<b>7.5</b>	<b>Performances</b>	<b>88</b>
7.5.1	Résolutions	88
7.5.2	Surface effective	90
<b>7.6</b>	<b>Analyse spectrale</b>	<b>92</b>

---

Dans ce chapitre, les méthodes de reconstruction de photons gamma par la méthode de Hillas et par un modèle semi-analytique sont présentées ainsi que la réduction du fond électronique et hadronique. Les performances de l'analyse modèle sont étudiées. Enfin, la méthode d'analyse spectrale sera exposée.

## 7.1 La méthode de Hillas

En 1985, A. M. Hillas introduit l'idée d'une modélisation de l'image de la gerbe par une ellipse à deux dimensions [Hillas, 1985], dont les paramètres serviront à déterminer la direction, le paramètre d'impact et l'énergie de la gerbe ainsi qu'à discriminer le bruit de fond de hadrons.

### 7.1.1 Nettoyage de l'image

La méthode des paramètres de Hillas nécessite une image nettoyée où seuls les pixels participant effectivement à l'image de la gerbe sont conservés. Le nettoyage employé est similaire à celui présenté pour les muons dans la section 6.3.1. Il consiste en une combinaison de deux seuils en intensité :

- le seuil haut  $s_1$  : un pixel est conservé s'il a une intensité supérieure à ce seuil.
- le seuil bas  $s_2$  : un pixel dont l'intensité est comprise entre  $s_1$  et  $s_2$  est retenu si l'intensité d'au moins un de ses voisins directs est supérieure à  $s_1$ .

Plusieurs jeux de seuils sont utilisés en fonction du télescope. Pour les télescopes de la phase I de H.E.S.S., un seuil haut de 10 p.e. et un seuil bas de 7 p.e. sont généralement mis en place. Pour CT5, l'intensité par pixel étant moindre, les seuils sont plus faibles. Trois combinaisons de seuils de nettoyage sont généralement utilisées :

$$(s_1, s_2) = (7, 4) ; (6, 3) \text{ ou } (5, 2) \quad (7.1)$$

En plus du nettoyage présenté ci-dessus, il est possible d'appliquer un algorithme de nettoyage supplémentaire, visant à rejeter les pixels trop éloignés du barycentre de l'image pour participer effectivement à la gerbe. Ces pixels peuvent être issus soit d'un fort taux de NSB local, soit d'une gerbe secondaire dans le cas d'une particule primaire d'origine hadronique. On recherche alors le plus grand regroupement de pixels qui ont au moins un voisin passant les seuils de nettoyage. Les pixels n'appartenant pas à ce groupe sont rejetés. Cette méthode est particulièrement efficace avec CT5, pour lequel l'intensité requise pour passer les seuils de nettoyage peut être aisément atteinte par des photons issus du bruit de fond du ciel.

### 7.1.2 Paramètres de Hillas

Les paramètres de Hillas sont présentés sur la figure 7.1 et décrits ci-dessous :

- la longueur  $L = 2\sigma_L$  et la largeur  $l = 2\sigma_l$  de l'image.
- l'intensité totale de l'image en photo-électrons.
- la distance nominale  $d$  : distance entre le barycentre de l'image et le centre de la caméra.
- la distance  $D$  : distance entre le barycentre de l'image et la position supposée de la source sur le plan focal.
- l'angle d'orientation  $\alpha$  : angle entre le grand axe de l'ellipse et l'axe reliant le barycentre à la position supposée de la source dans le plan focal.
- l'angle  $\theta$  : angle entre la position supposée de la source dans le ciel et la position reconstruite de la gerbe.
- l'asymétrie  $S$  de l'ellipse.

La détermination des paramètres de Hillas s'effectue à partir de la position  $(x_i, y_i)$  et de l'intensité  $q_i$  de chaque pixel de l'image nettoyée (voir section 7.1.1) par la méthode des moments

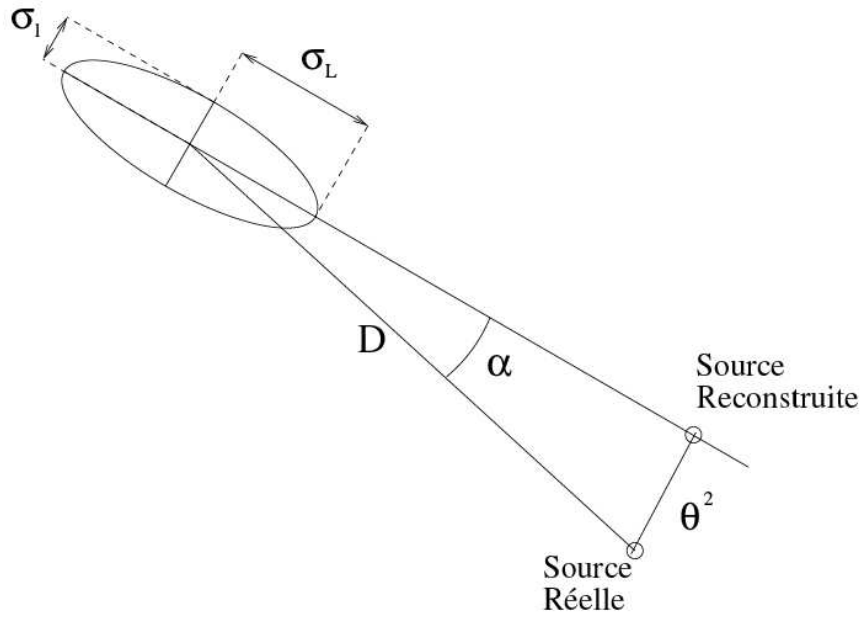


FIGURE 7.1 – Schéma représentant les paramètres de Hillas par une ellipse

réduits.

On dérive ainsi les premiers moments de l'ellipse :

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i x_i q_i}{\sum_i q_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum_i y_i q_i}{\sum_i q_i} \quad (7.2)$$

ainsi que les seconds moments :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_i x_i^2 q_i}{\sum_i q_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i y_i^2 q_i}{\sum_i q_i}, \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum_i x_i y_i q_i}{\sum_i q_i} \quad (7.3)$$

puis les variances et la covariance :

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, & \sigma_{yy} &= \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \\ \sigma_{xy} &= \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \end{aligned} \quad (7.4)$$

enfin les variables intermédiaires afin de simplifier l'écriture :

$$\chi = \sigma_{yy} - \sigma_{xx}, \quad z = \sqrt{\chi^2 + 4\sigma_{xy}}, \quad a = \frac{z + \chi}{2\sigma_{xy}}. \quad (7.5)$$

La distance nominale, la longueur et la largeur s'écrivent alors :

$$d = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2}, \quad (7.6)$$

$$L = \sqrt{\frac{\sigma_{xx} + a^2 \sigma_{yy} + 2a \sigma_{xy}}{1 + a^2}}, \quad l = \sqrt{\frac{\sigma_{yy} + a^2 \sigma_{xx} - 2a \sigma_{xy}}{1 + a^2}} \quad (7.7)$$

L'angle  $\varphi$  entre le demi-grand axe de l'ellipse et l'axe  $x$  de la caméra est donné par

$$\tan \varphi = \frac{2\sigma_{xy} \langle x \rangle + (z + \chi) \langle y \rangle}{(z - \chi) \langle x \rangle + 2\sigma_{xy} \langle y \rangle} \quad (7.8)$$

On peut ainsi directement trouver  $\alpha$  en connaissant l'angle entre la source supposée et l'axe  $x$  de la caméra.

Les moments d'ordre supérieur  $n$  peuvent être mis sous la forme :

$$\langle \mu_n \rangle = \frac{\sum_i \mu_i^n q_i}{\sum_i \mu_i} \quad (7.9)$$

avec  $\tan \beta = \langle y \rangle - a \langle x \rangle$ , tel que :

$$\mu_i = \cos \beta \times (x_i - \langle x \rangle) + \sin \beta \times (y_i - \langle y \rangle) \quad (7.10)$$

Le moment d'ordre deux et trois permettent de définir l'asymétrie ( $S$  pour skewness) de l'ellipse, dont il sera question dans la section 7.2.3 :

$$S = \frac{\langle \mu_3 \rangle}{\mu_2^{3/2}} \quad (7.11)$$

### 7.1.3 Reconstruction stéréoscopique

Lors d'une reconstruction stéréoscopique, la direction et le paramètre d'impact de la gerbe sont directement déterminés à partir des paramètres de Hillas des différents télescopes qui ont déclenchés l'acquisition.

La direction est déduite de l'intersection des grands axes des ellipses sur la caméra (figure 7.2). Le paramètre d'impact, quant à lui, provient de l'intersection des vecteurs d'équation :

$$\vec{T}_i + \vec{R}_i = \vec{T}_i + R_i \begin{pmatrix} \cos \varphi_i \\ \sin \varphi_i \end{pmatrix} \quad (7.12)$$

où  $\vec{T}_i$  est le vecteur représentant la position du télescope  $i$  au sein du réseau,  $R_i$  la distance entre le centre du réseau et le télescope  $i$  et  $\varphi_i$  l'angle entre le demi-grand axe de l'ellipse et l'axe  $x$  de la caméra  $i$  (figure 7.3).

L'énergie, quant à elle, est déterminée en moyennant les énergies reconstruites de manière monoscopique (voir section suivante) de chaque télescope.

### 7.1.4 Reconstruction monoscopique

Lorsqu'un seul télescope a déclenché, il devient impossible de travailler avec des intersections d'axes, ni de reconstruire les informations d'une gerbe à partir des paramètres d'Hillas seuls. Il est alors nécessaire d'utiliser des tables de paramètres issus de simulations Monte Carlo.

Des simulation avec différents indices spectraux, angles zenithaux et azimuthaux et efficacité optiques ont été lancées. Une boucle sur tous les événements simulés permet de créer des tables d'énergie, de paramètre d'impact et de direction de la gerbe, prenant chacune en entrée le

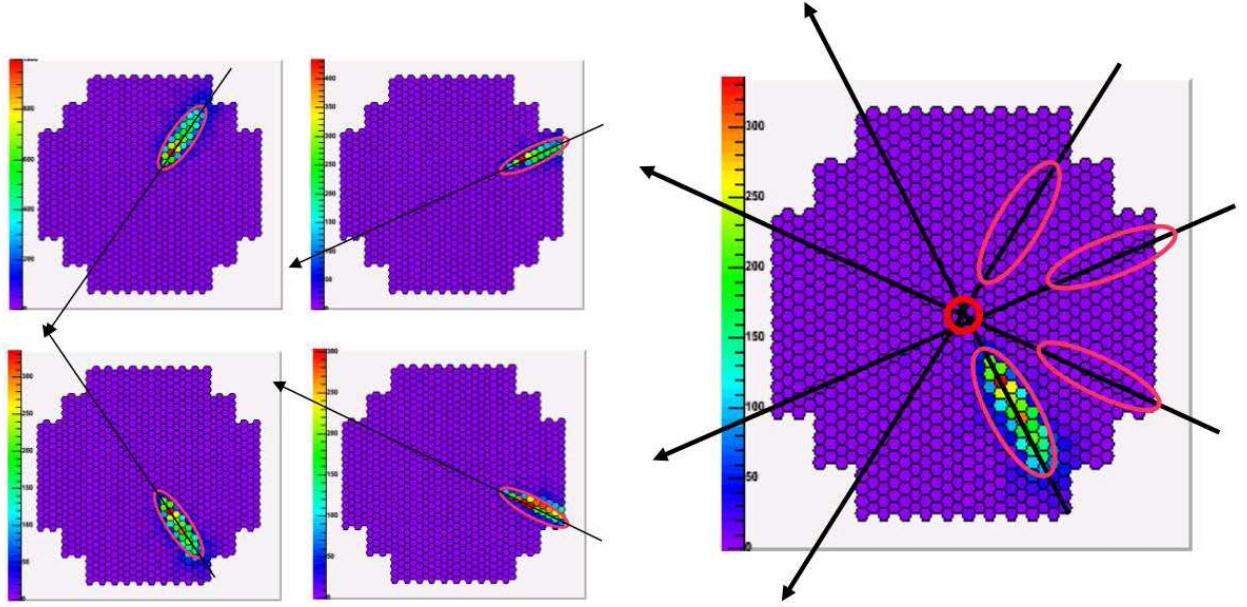


FIGURE 7.2 – Reconstruction géométrique de la direction de la gerbe en mode stéréoscopique. Le grand axe de l'ellipse correspond à un plan dans le ciel qui contient la trajectoire de la gerbe. L'intersection des grands axes donne directement la direction de la gerbe. Figure issue de [De Naurois, 2012]

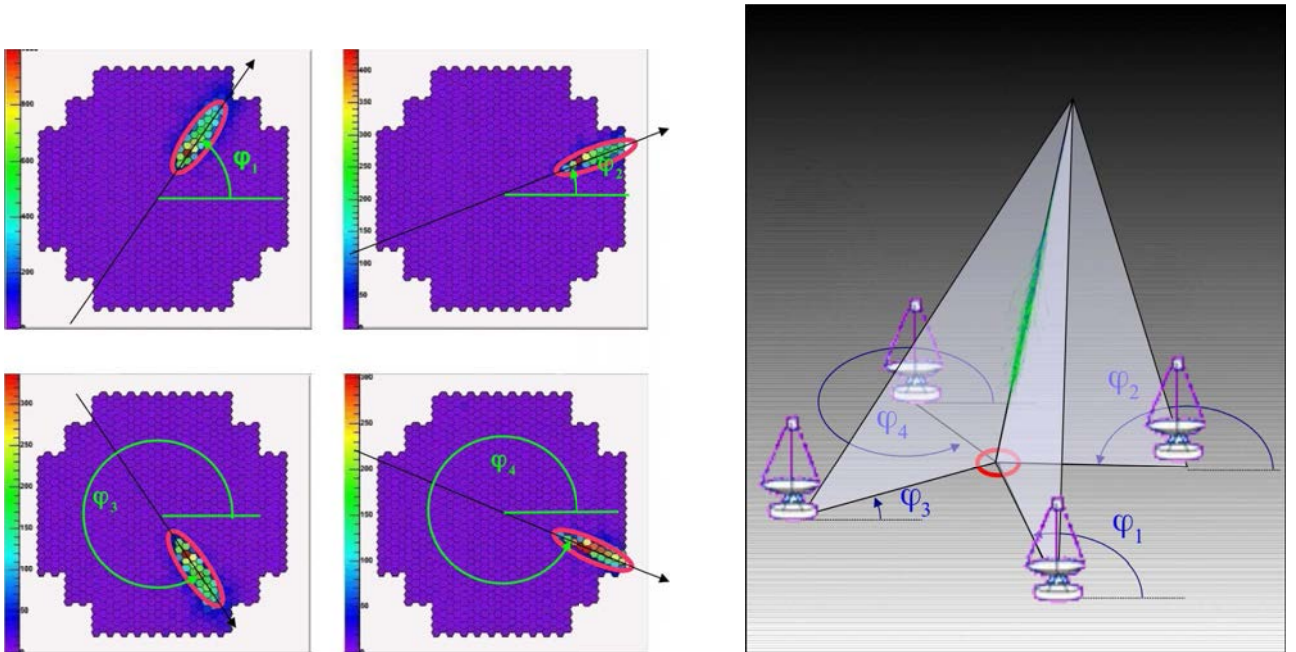


FIGURE 7.3 – Reconstruction géométrique du paramètre d'impact de la gerbe en mode stéréoscopique. L'angle  $\varphi_i$  entre le grand axe de l'ellipse et l'axe  $x$  de la caméra correspond à la direction du plan qui contient le télescope et la trajectoire de la gerbe. L'intersection de ces plans donne directement le paramètre d'impact sur le sol. Figure issue de [De Naurois, 2012]

logarithme de l'intensité de l'image et la longueur de Hillas. Ensuite lors de la reconstruction de données réelles, leur longueur et intensité sont comparées à ces tables. La valeur et l'incertitude de la direction, du paramètre d'impact et de l'énergie sont récupérées.

Cependant, cette méthode induit des solutions dégénérées. En effet la longueur et la largeur ne permettent pas à elles seules de distinguer de quelle direction provient la gerbe le long du grand axe de l'ellipse, ni la position du paramètre d'impact le long de l'axe colinéaire à  $\vec{T}_i + \vec{R}_i$ . Il est possible alors d'employer l'asymétrie de l'ellipse, présentée dans l'équation (7.11) pour lever la dégénérescence, comme nous le verrons dans la section 7.2.3.

### 7.1.5 Discrimination des hadrons

Afin de séparer les gammas de hadrons, des paramètres réduits sont construits tels que :

$$SP = \frac{P - \langle P \rangle}{\sigma_P} \quad (7.13)$$

où  $P$  représente le paramètre reconstruit,  $SP$  (Scaled Parameters) le paramètre réduits.  $\langle P \rangle$  et  $\sigma_P$  sont respectivement la moyenne et l'écart-type du paramètre issus de table provenant de simulations et dont les paramètres d'entrée sont l'intensité totale de l'image, l'angle zénithal d'observation et l'efficacité optique du télescope. Lors d'une reconstruction stéréoscopique, les paramètres réduits sont moyennés sur tous les télescopes.

Les paramètres réduits généralement utilisés pour la discrimination des hadrons sont la longueur et la largeur de l'ellipse ( $SL$  et  $SW$  pour Scaled Length et Scaled Width). En effet, comme on s'attend à ce que l'image des gerbes de hadrons soit plus étalée que celle des gerbes de gamma, une coupure sur les événements à larges valeurs de  $SL$  et  $SW$  est appliquée.

## 7.2 Reconstruction par modèle semi-analytique

La reconstruction par modèle a été premièrement introduit par l'expérience CAT dans les années 90 [Le Bohec, 1998], puis amélioré pour l'expérience H.E.S.S. par un ajustement utilisant une méthode de maximum de vraisemblance utilisant tous les pixels de la caméra [De Naurois, 2009]. C'est cette dernière méthode qui sera étudiée dans les sections suivantes.

Afin de reconstruire les paramètres de la gerbes, les images enregistrées par les caméras du réseau sont comparées à celles provenant d'un modèle semi-analytique de gerbes issues de photons gamma, produit en amont. La production des modèles de gerbes, la procédure d'ajustement, les performances en simulation ainsi que les améliorations apportées durant la thèse sont décrites ci-dessous.

### 7.2.1 Production des modèles

Le modèle semi-analytique génère une distribution de photons Cherenkov issus d'une gerbe de photon gamma sur une caméra à laquelle les images enregistrées seront comparées. Ce modèle prend en compte les distributions en énergie, latérale et longitudinale des particules chargées de la gerbe. Ces distributions sont décrites par des fonctions analytiques dont les coefficients ont été ajustés sur les simulations Monte Carlo présentées à la section 3.5 (voir [De Naurois,



2009] pour plus de détails). De plus, l'émission Cherenkov et son absorption par l'atmosphère, l'efficacité optique des télescopes, la réponse électronique des caméras et le bruit de fond du ciel sont modélisés.

L'intensité obtenue dans la caméra en fonction de la position  $x$  et  $y$  sur le plan focal est donnée par une intégration à huit dimensions [De Naurois, 2009] :

- intégrale sur l'altitude  $z$  ou la profondeur atmosphérique  $t$ .
- intégrale sur l'énergie d'un électron/positron de la gerbe.
- intégrale sur la direction d'un électron par rapport au télescope ( $u$  et  $\phi$ ).
- intégrale sur la position d'un électron par rapport à sa direction ( $X_r$  et  $Y_r$ ).
- intégrale sur la longueur d'onde  $\lambda$  des photons Cherenkov.
- intégrale sur l'angle azimuthal des photons Cherenkov autour d'un électron  $\phi_{ph}$ .

$$\begin{aligned}
 I(x, y) = & \int dz \int dE \times \frac{d\mathcal{N}_e}{dE}(t, E) \times \frac{dt}{dz}(y) \\
 & \int du \times F_u(u(E, s)) \int \frac{d\phi}{2\pi} \\
 & \int dX_r \int dY_r F_{XY}(X_r, Y_r, E, s, u) \\
 & \int d\phi_{ph} \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} \frac{d^2 n_\gamma}{\cos \theta dz d\lambda} \times \exp(-\tau(z, \lambda)) \times Q_{eff}(\lambda) \\
 & \times Col(z, X_r, Y_r, u, \phi, \phi_{ph})
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

où,

- $d\mathcal{N}_e/dE(t, E)$  est la distribution longitudinale des particules chargées en fonction de la profondeur et de leur énergie  $E$ ,
- $F_u(u(E, s))$  la distribution angulaire des particules qui dépendent de l'âge de la gerbe  $s$ ,
- $F_{XY}(E, s, u)$  la distribution latérale des particules,
- $1/\lambda^2 \times d^2 n_\gamma / (\cos \theta dz d\lambda)$  est le taux de production de photons Cherenkov pour un électron d'angle  $\theta$  par rapport à l'axe de la gerbe,
- $\exp(-\tau(z, \lambda))$  l'absorption atmosphérique,
- $Q_{eff}(\lambda)$  est l'efficacité quantique des PMs,
- $Col(z, X, Y, u, \phi, \phi_{ph})$  est l'efficacité de collection du télescope qui dépend de la position d'émission du photon ( $X, Y, z$ ), de sa direction ( $u, \phi$ ).

Des images issus de ce modèle sont créées pour des photons gamma présentant les différents paramètres suivants :

- énergies entre 5 GeV et 200 TeV pour 75 énergies écartées d'une valeur constante en échelle logarithmique.
- paramètres d'impact entre 0 et 400 m par pas de 10 m.
- profondeurs de première interaction entre 0 et 5  $X_0$  par pas de 0.42  $X_0$
- angles zénithaux par pas constant en  $i$  tel que l'angle zénithal soit égal à :  $\arccos(1/(1 + i/20))$

Les paramètres de cette grille seront ensuite interpolés lors de la lecture des fichiers de modèles.

### 7.2.2 Ajustement par maximum de vraisemblance

Afin de trouver le modèle qui correspond le mieux à l'image de la gerbe enregistrée dans un télescope, un ajustement par maximum de vraisemblance est effectué sur tous les pixels de la caméra. Cet ajustement prend en compte les paramètres d'étalonnage déterminés en amont (voir chapitres 4 et 6), permettant ainsi de considérer tous les pixels sans nettoyage préalable de l'image.

La vraisemblance  $L(s|\mu)$  est définie par la probabilité  $P(s|\mu, \sigma_p, \sigma_\gamma)$  d'obtenir un signal  $s$  dans un pixel donné quand on attend un modèle  $\mu$  auquel est appliqué une correction de l'efficacité optique. Elle est donnée par :

$$\begin{aligned} \ln L(s|\mu) &= -2 \ln P(s|\mu, \sigma_p, \sigma_\gamma) \\ &= -2 \ln \left[ \sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2)}} \exp \left( -\frac{(s-n)^2}{2(\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2)} \right) \right] \end{aligned} \quad (7.15)$$

avec  $n$  le nombre de photoélectrons,  $\sigma_p$  la largeur du piédestal et  $\sigma_\gamma$  la largeur du pic correspondant à un photoélectron unique.

L'ajustement est effectué via l'algorithme de Levenberg-Marquardt ([Levenberg, 1944], [Marquardt, 1963]), qui nécessite de prendre des paramètres initiaux aussi proches que possible des valeurs recherchées, et ce particulièrement lors d'une reconstruction monoscopique qui est moins contrainte qu'une analyse stéréoscopique. C'est pourquoi des reconstructions utilisant la méthode de Hillas sont effectuées et les résultats qui en sont issus serviront de paramètres initiaux. De plus lors de la reconstruction monoscopique, un ajustement par le modèle semi-analytique est effectué en utilisant les résultats de l'analyse Hillas issus de chacun des seuils de nettoyage présentés en section 7.1.1. Pour chaque seuil, des rotations de la direction de la gerbe reconstruite d'angle  $\pm 90^\circ$  et  $180^\circ$  sont aussi testées. Ces rotations ont pour but de lever la dégénérescence quant à la direction lors d'une analyse monoscopique. Seul le meilleur de ces douze ajustements est finalement conservé.

A l'issu de l'ajustement, l'énergie, le paramètre d'impact, la direction et la profondeur de première interaction de l'image modèle qui coïncide le mieux avec les données, sont récupérés ainsi que l'incertitude sur leur détermination.

Deux reconstructions pour chaque événement sont effectuées simultanément :

- une reconstruction monoscopique, si CT5 fait parti des télescopes ayant déclenché l'acquisition.
- une reconstruction stéréoscopique, si au moins deux télescopes ont déclenché l'acquisition.

Dans le cas où les deux types de reconstruction ont été effectués, celle pour laquelle l'incertitude sur la direction est la moindre pourra être choisie lors de l'analyse des données reconstruites. Ce type d'analyse mélangeant la reconstruction stéréoscopique et monoscopique sera appelé analyse combinée dans la suite.

### 7.2.3 Améliorations apportées à l'analyse monoscopique

Au cours de cette thèse, plusieurs tentatives d'amélioration de la reconstruction monoscopique par modèle semi-analytique ont été effectuées et sont décrites ci-dessous.

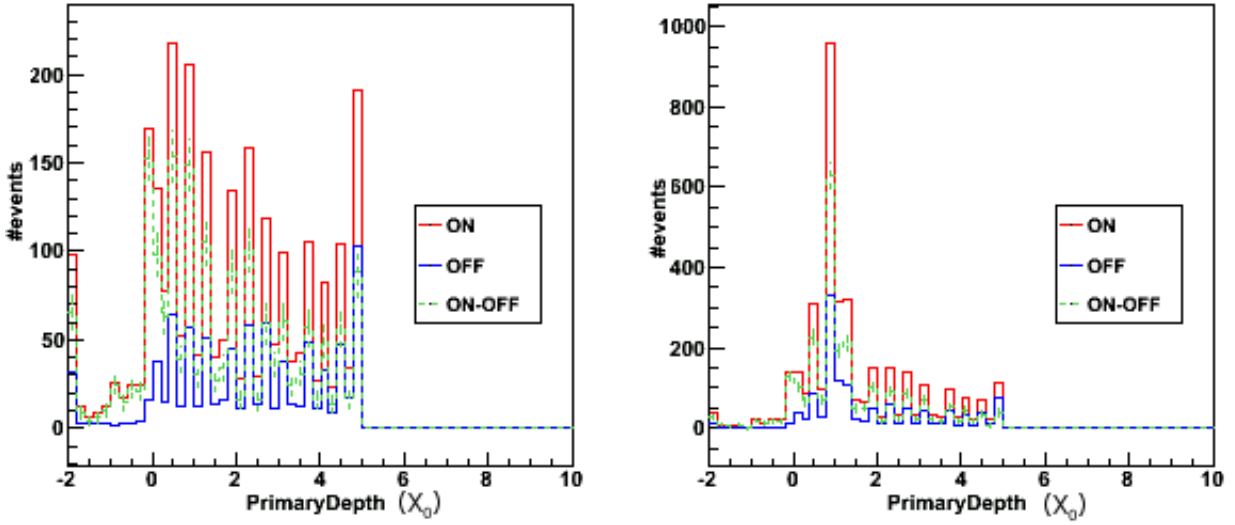


FIGURE 7.4 – Distributions de la profondeur de première interaction  $T$  des candidats photons gamma passant les coupures standards lors d’une analyse Multiple OFF (voir section 7.3.1). En rouge, les événements issus de la région ON. En bleu, les événements normalisés issus des régions OFF. En vert pointillé, l’excès de candidats gamma. A gauche, résultats issus d’un unique ajustement où  $T$  est laissée libre. A droite, les résultats de la nouvelle procédure de double ajustement.

### Profondeur de première interaction fixée

La profondeur de première interaction  $T$  est un paramètre libre dans l’ajustement par le modèle semi-analytique. Cependant, lors d’une reconstruction monoscopique cette grandeur est plus difficile à extraire que pour une reconstruction stéréoscopique. Des essais en simulation ont montrés qu’en fixant  $T$  à  $1 X_0$  (valeur la plus probable), le taux de photons gamma reconstruits et passant les coupures standards (voir section 7.4) augmentait d’environ 45 %, pour un spectre simulé d’indice -2 et un télescope pointant au zénith.

Afin de laisser ce paramètre libre, il a été décidé de procéder à deux ajustements consécutifs : le premier en fixant  $T$  à  $1 X_0$  et les autres paramètres libres ; le second en prenant comme paramètres initiaux les résultats de l’ajustement précédent et en laissant tous les paramètres libres. Cette procédure de double ajustement a permis d’augmenter l’excès de gamma reconstruits sur la nébuleuse du Crabe (source très lumineuse à très haute énergie [F. Aharonian, 2006]) de 42 % et d’améliorer sensiblement la distribution attendue de  $T$  reconstruit.

La figure 7.4 montre l’amélioration de la distribution de profondeur de première interaction pour une analyse monoscopique de la nébuleuse du Crabe. On observe que la distribution est désormais centrée autour de  $1 X_0$ , alors qu’auparavant elle était quasiment uniforme dans l’intervalle où les images modèles ont été générées. Les pics secondaires sont situés au niveau des noeuds de la grille de modèles et montrent qu’une meilleure interpolation du modèle est toujours envisageable.

## Paramètres initiaux de l'ajustement

Afin de mieux contraindre la reconstruction par modèle semi-analytique, une étude des paramètres initiaux de l'ajustement a été effectuée et en particulier sur le paramètre d'impact. Comme expliqué dans la section 7.1.4, la reconstruction monoscopique du paramètre d'impact mène à des solutions dégénérées le long de l'axe de l'ellipse.

La figure 7.5 montre le développement d'une gerbe atmosphérique ainsi que la trajectoire des photons Cherenkov en fonction de leur altitude d'émission. On observe que la majeure partie des photons arrivant au niveau du sol se regroupe à environ 150 m du point d'impact de la gerbe. Un télescope situé dans cette région observe une ellipse quasi-symétrique dont le barycentre est positionnée au centre géométrique. Si la gerbe est plus proche ou plus éloigné du télescope le barycentre se déplacera le long de l'axe de l'ellipse, rendant cette dernière asymétrique.

L'analyse de Hillas classique, dont sont issus les paramètres initiaux de l'ajustement par modèle, a tendance à reconstruire le paramètre d'impact des gerbes à cette distance et ce quelque soit la distance réelle du point d'impact, comme montré sur le haut de la figure 7.6. L'étude de l'asymétrie de l'ellipse permet de lever en partie la dégénérescence sur la reconstruction du paramètre d'impact.

De plus, la figure 7.5 présente le temps d'arrivée théorique des photons Cherenkov au sol en fonction de leur altitude d'émission ainsi que de leur distance au sol par rapport au point d'impact de la gerbe. On observe que pour un paramètre d'impact inférieur à 120 m environ, le temps d'arrivée croît avec l'altitude d'émission, alors qu'il décroît pour un paramètre d'impact supérieur. Ainsi de la même manière qu'avec l'intensité, il est possible d'étudier l'asymétrie temporelle de l'ellipse, via le temps du maximum (ou ToM, présenté au chapitre 5).

Les deux asymétries présentées ci-dessus ont ainsi été ajoutées aux tables de reconstruction du paramètre d'impact par méthode de Hillas monoscopique (voir section 7.1.4). La figure 7.6 montre le résultats de ces deux techniques. On observe bien une nette amélioration de la reconstruction dans les deux cas.

Cependant, ces améliorations n'ont eu que très peu d'impact sur la reconstruction par modèle semi-analytique et ont donc été abandonnées. D'autre part, des études en simulations ont montré qu'en remplaçant les paramètres initiaux de l'ajustement par modèle par les paramètres simulés, une augmentation de moins de 10 % du nombre de photons reconstruits et passant les coupures de sélection a été obtenue. L'amélioration des résolutions angulaire et énergétique est négligeable, rendant ainsi difficile toute amélioration de la reconstruction par le modèle via l'étude de l'analyse de Hillas.

## 7.3 Soustraction du fond

### 7.3.1 Méthodes de soustraction

Il existe plusieurs méthodes de soustraction du bruit de fond physique dont l'utilisation dépend du type de stratégie d'observation ou de l'étude menée. Deux stratégies d'observation sont mises en oeuvre : les observations ON-OFF et les observations Wooble.

La première consiste en l'alternance d'une acquisition de 30 minutes pointant sur la source que l'on cherche à étudier (acquisition ON) et d'une autre de même durée pointant vers une région, où il n'y a, à priori, pas de source de photons gamma, situé à un même angle zénithal

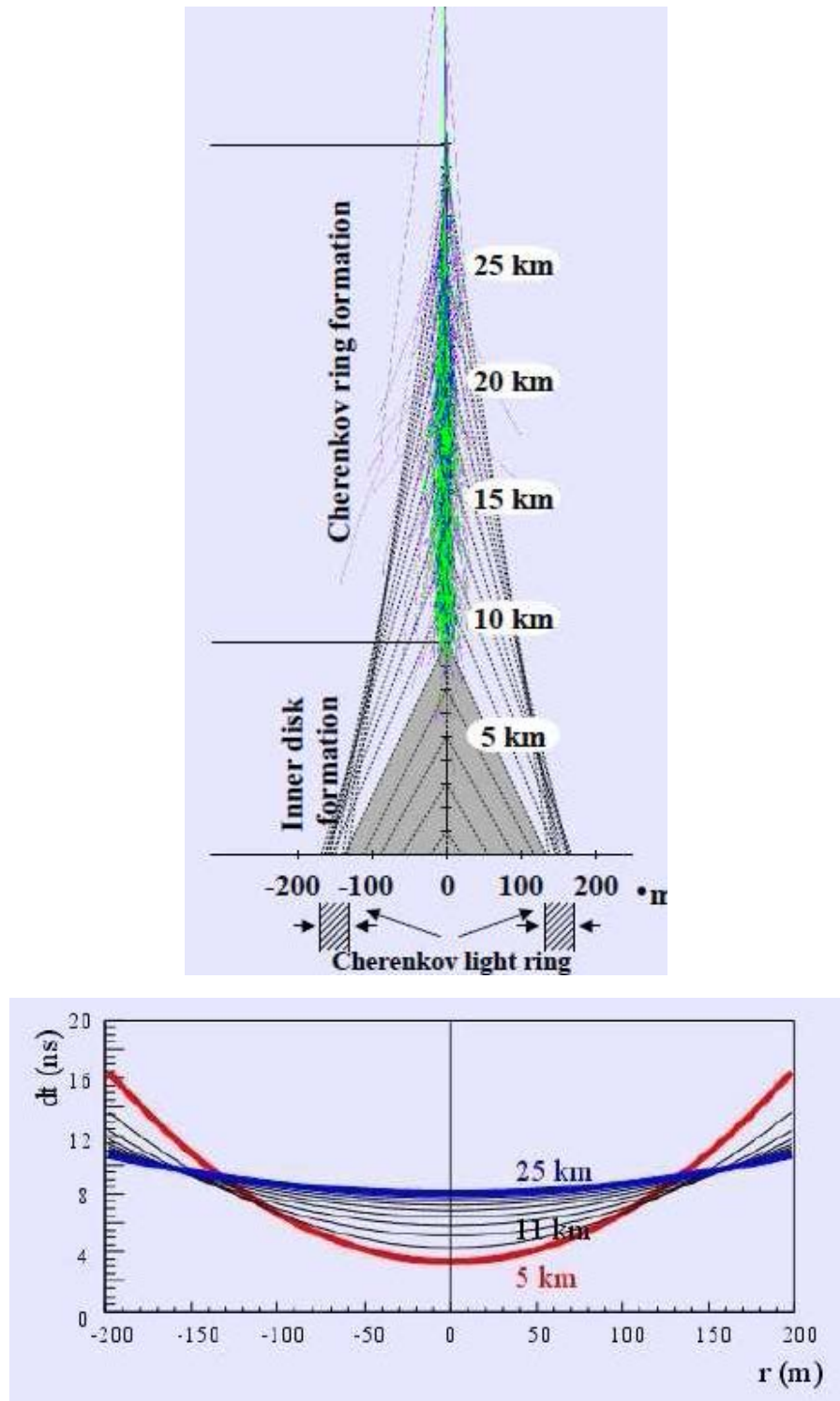


FIGURE 7.5 – En haut, le développement d’une gerbe atmosphérique (en vert). La trajectoire des photons Cherenkov en fonction de leur altitude d’émission est montrée par les lignes noires. En bas, le temps d’arrivé des photons au sol en fonction de leur altitude d’émission et de leur distance au sol par rapport au point d’impact de la gerbe. Figure issue du cours de M. de Naurois au Master NPAC.

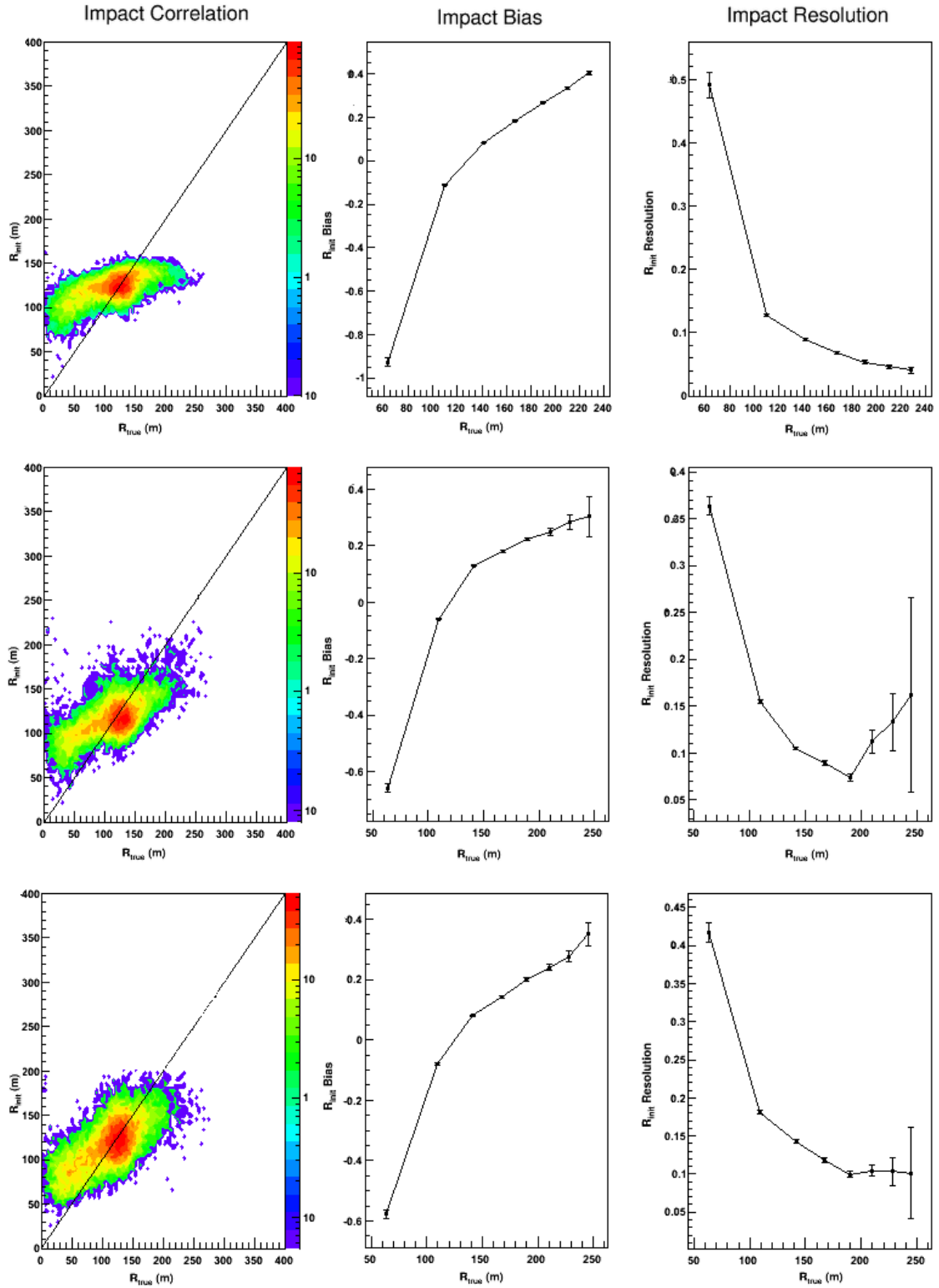


FIGURE 7.6 – De gauche à droite : corrélation (impact reconstruit en fonction de l’impact simulé), biais et résolution du paramètres d’impact reconstruit par la méthode de Hillas mono-scopique. De haut en bas, la reconstruction du paramètre d’impact standard, puis en utilisant des tables d’asymétrie de l’ellipse en intensité et enfin en Temps du Maximum

(acquisition OFF). Les événements reconstruits provenant de l'acquisition OFF sont alors soustraits à ceux de l'acquisition ON, permettant ainsi d'obtenir directement le signal de photons gamma. Cette stratégie ne sera pas utilisée dans la suite.

La stratégie Wooble consiste à pointer les télescopes à côté de la source que l'on veut étudier. On définit ensuite des régions OFF dans le champ de vue des caméras. Cette méthode permet de multiplier par deux le temps d'observation et d'obtenir des régions ON et OFF dans les mêmes conditions météorologiques. Différentes définitions des régions OFF sont possibles et les plus utilisées sont décrites ci-dessous :

- l'analyse Multiple OFF : on définit tout d'abord la taille de la région ON qui sera en général un cercle centré autour du centre de la source observée. Puis on sélectionne plusieurs régions OFF de la même taille et positionnées à la même distance du centre du champ de vue que la région ON. Le nombre de régions est optimisé en fonction de cette distance.
- l'analyse Ring Background : la région OFF est définie comme un anneau autour de la source. Cette méthode est principalement utilisée pour la création de carte du ciel où un anneau est défini autour de chaque point de la carte.

Pour chaque source de gamma connue et présente dans le champ de vue, une région d'exclusion est définie autour de cette source dans laquelle aucune région OFF ne pourra être créée.

### 7.3.2 Excès, significativité, signal sur bruit et uniformité des régions OFF

L'excès  $N_\gamma$ , le rapport signal sur bruit  $S/B$  et la significativité  $N_\sigma$  sont donnés par les statistiques de Li et Ma [Li, 1983], tel que :

$$N_\gamma = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}, \quad (7.16)$$

$$S/B = \frac{N_\gamma}{\alpha N_{\text{OFF}}} \quad (7.17)$$

$$N_\sigma = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{ON}} \cdot \ln \left[ \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left( \frac{N_{\text{ON}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right] + N_{\text{OFF}} \cdot \ln \left[ (1 + \alpha) \left( \frac{N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (7.18)$$

avec  $N_{\text{ON}}$  le nombre d'événements présents dans la région ON,  $N_{\text{OFF}}$  le nombre d'événements présents dans les régions OFF et  $\alpha$  le rapport entre la durée d'observation dans la région ON et la durée d'observation dans les régions OFF.

La probabilité d'uniformité des régions OFF a été introduit récemment au sein de la collaboration H.E.S.S. par M. de Naurois et est définie comme la probabilité que toutes les régions OFF de chaque acquisition ait le même nombre d'événements lors d'une analyse Multiple OFF. Ceci peut être écrit comme une probabilité de  $\chi^2$  pour  $N_{\text{reg}} - 1$  degrés de liberté [Weinstein], tel que :

$$\chi^2 = -2 \sum_{N_{\text{reg}}} N_{\text{OFF}} \cdot (\ln \bar{N}_{\text{OFF}} - \ln N_{\text{OFF}}) \quad (7.19)$$

avec  $N_{\text{reg}}$  le nombre de régions OFF utilisées pour l'analyse d'une acquisition et  $\bar{N}_{\text{OFF}}$  le nombre moyen d'événements de ces régions. Lors de l'analyse de plusieurs acquisitions, une moyenne

sur les acquisitions de cette probabilité permet d'estimer l'uniformité globale du bruit de fond.

## 7.4 Rejet du bruit de fond

Après reconstruction des paramètres de la gerbe, des premières coupures, appelées coupures de forme, sont appliquées. A celles-ci sont ensuite ajoutées des coupures de réduction du fond sur des variables calculées durant la reconstruction, telles que la qualité de l'ajustement au modèle ou la profondeur de première interaction. Ci-dessous sont présentées les principales coupures employées par l'analyse par modèle semi-analytique ainsi que de nouvelles variables de rejet du fond utilisant le temps du maximum qui ont été développées durant la thèse.

### 7.4.1 Coupures de forme

Les coupures de forme ne sont pas spécialement destinées à la suppression du bruit de fond, mais plutôt à sécuriser l'analyse en rejetant les images de gerbes difficilement analysables ou non physiques. Elles permettent en outre de réduire le nombre d'événements à étudier.

#### Charge minimale

Nombre minimum de photoelectrons acceptés dans l'image.

#### Distance nominale

Distance entre le centre de gravité reconstruit de l'image et celui de la caméra. Cette coupure permet de conserver seulement les événements pour lesquels le centre de gravité est à l'intérieur de la caméra.

#### Fraction du contenu

La fraction du contenu est définie par le rapport entre l'intensité du modèle à l'intérieur et à l'extérieur de la caméra. De la même manière que la distance nominale, elle rejette les événements dont l'intensité est majoritairement en dehors de la caméra.

### 7.4.2 Coupures de séparation

Les coupures de séparation ont pour but de réduire le fond de hadrons et d'électrons, permettant ainsi d'augmenter la significativité et le rapport de signal sur bruit.

#### Qualité de l'ajustement

La qualité de l'ajustement (ou Shower Goodness [De Naurois, 2009]) est la variable la plus discriminante pour les hadrons (voir section 8.2.2). La qualité d'ajustement  $G$  pour  $N$  pixels est donnée par :

$$G = \frac{\sum_{i=0}^N [\ln L(s_i|\mu_i) - \langle \ln L \rangle_{\mu_i}]^2}{\sqrt{N}} \quad (7.20)$$



où  $s_i$  et  $\mu_i$  sont respectivement le signal enregistré (en photoelectrons) et la valeur attendue du modèle dérivé de l'ajustement pour un pixel donné  $i$ .

La vraisemblance  $L(s|\mu)$  est donnée par l'équation 7.15 et la vraisemblance moyenne par :

$$\langle \ln L \rangle |_{\mu} = \int \ln L(s|\mu) \times P(s|\mu, \sigma_p, \sigma_\gamma) ds \quad (7.21)$$

Seuls les pixels participant effectivement à l'image de la gerbe sont ici pris en compte. Un pixel est conservé si la somme (ou la somme quadratique) des intensités de ses premiers voisins est supérieure 4 p.e. et est supérieure à la somme (ou la somme quadratique) des largeurs de leur piédestal. De plus deux lignes de pixels voisins autour de lui sont ajoutées à l'image de la gerbe.

Cette variable est ensuite réduite de manière similaire à celle présentée pour la discrimination des hadrons avec la méthode de Hillas en utilisant l'équation 7.13. Enfin dans le cadre d'une analyse stéréoscopique, elle est moyennée sur tous les télescopes ayant participé à l'ajustement. Une coupure sera ainsi appliquée sur la variable résultante notée Shower SG (pour Scaled Shower Goodness) dans le cas d'une analyse monoscopique ou Shower MSG (pour Mean Scaled Shower Goodness) dans le cas d'une analyse stéréoscopique.

### Profondeur de première interaction

La profondeur de première interaction  $T$  est la profondeur atmosphérique de la première émission de photons Cherenkov issue d'une gerbe. Elle est reconstruite pendant l'ajustement du modèle et permet de discriminer les gamma des hadrons mais aussi des gerbes issues d'un électron. En effet, l'émission Cherenkov d'une gerbe d'électron commence plus haut dans l'atmosphère.

### Incertitude sur la reconstruction de la direction

Une coupure sur l'incertitude sur la direction reconstruite  $\Delta Dir$  de la gerbe permet de réduire les photons gamma mal reconstruits ainsi que les hadrons dont la direction est souvent moins bien déterminée. De plus lors d'une analyse combinée, lorsqu'un événement a été reconstruit par les méthodes monoscopique et stéréoscopique, c'est la reconstruction pour laquelle  $\Delta Dir$  est la plus faible qui sera choisie.

### 7.4.3 Distance angulaire à la source

La distribution de la distance angulaire mise au carré des gerbes reconstruites à la source analysée, notée  $\theta^2$ , est souvent utilisée pour présenter les résultats d'une analyse Multiple OFF. Une coupure sur cette variable est appliquée pour le calcul de la significativité et du signal sur bruit lors de telles analyses, ainsi que pour les analyses spectrales. Cependant, elle n'est en aucun cas mise en œuvre lors de la création de carte du ciel.

### 7.4.4 Comparaison à du bruit de fond du ciel (NSB Goodness)

#### NSB Goodness en intensité

La comparaison de l'image à du bruit de fond du ciel ou NSB goodness est la coupure qui rejette le plus d'événements dans le cas d'une analyse monoscopique. Sa tâche principale est de déterminer si l'image enregistrée est compatible avec une image qui ne contiendrait pas de photons Cherenkov, mais seulement des photons de bruit de fond du ciel (NSB). Ces photons vont élargir la distribution de la position du piédestal mais ne devrait pas en principe déclencher l'acquisition si aucun photon Cherenkov n'est présent.

Cette variable est très comparable dans sa construction avec la qualité d'ajustement, présentée en section 7.4.2. La principale différence vient du fait que la valeur du modèle  $\mu$  est nulle :

$$G_{\text{NSB}} = \frac{\sum_{pix} (\ln L(s|\mu=0) - \langle \ln L \rangle |_{\mu=0})}{\sqrt{N}} \quad (7.22)$$

La définition des vraisemblances  $L$  est identique aux équations (7.15) et (7.21) en remplaçant la valeur du modèle  $\mu$  par 0.

Durant une analyse monoscopique, cette variable rejette plus de 90% des événements. Elle permet de générer des cartes bien normalisées en rejetant les gerbes contaminées par du bruit de fond du ciel, ainsi que d'augmenter considérablement le rapport de signal sur bruit et la significativité de la source. Les événements reconstruits comme des gerbes de basses énergies sont rejetés, du fait de leur faible intensité qui les rend plus compatible avec un modèle nul. Ainsi, une coupure plus dure sur le NSB Goodness augmente directement le seuil en énergie de l'analyse.

Afin de conserver ces événements de basses énergies sans dégrader l'analyse, d'autres alternatives doivent être considérées. Dans la section suivante, une d'entre elles sera présentée utilisant l'information temporelle enregistrée par le cinquième télescope de H.E.S.S.

#### NSB Goodness temporel

La construction de NSB Goodness temporel ( $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ ) est similaire à celle de son homonyme en intensité (section 7.4.4). Ainsi, sa définition est presque identique à l'équation (7.22) :

$$G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}} = \frac{\sum_{i=0}^N (\ln L(ToM|\tau) - \langle \ln L \rangle |_{\tau})}{\sqrt{N}} \quad (7.23)$$

La différence intervient dans la vraisemblance. Ici, nous considérons que la probabilité qu'un pixel ait un temps du maximum de valeur  $ToM$  pour un modèle  $\tau$  est donnée par une gaussienne centrée en  $\tau$  et de largeur égale à la résolution temporelle de l'instrument obtenue pendant la calibration, soit  $\sigma = 2/\sqrt{12}$  ns. La vraisemblance est alors donnée par :

$$\ln L(ToM|\tau) = \ln(2\pi) + \ln(\sigma^2) + \frac{(ToM - \tau)^2}{\sigma^2} \quad (7.24)$$

et la vraisemblance moyenne par :

$$\langle \ln L \rangle |_{\tau} = \ln(2\pi) + \ln(\sigma^2) + 1 \quad (7.25)$$

Le but est de comparer l'image enregistrée à une image qui ne contient pas de photon Cherenkov mais uniquement des photons issus du bruit de fond du ciel. Du point de vue temporel, le ToM d'une image d'intensité nulle est distribué aléatoirement sur la caméra. Le modèle  $\tau$  est donc tiré au hasard dans une distribution uniforme comprise entre 0 et 15 ns, dans laquelle a été ajouté la résolution temporelle gaussienne. Afin de réduire le plus possible sa dépendance en énergie, cette variable sera réduite de la même manière que la qualité d'ajustement (section 7.4.2) et seuls les pixels appartenant à l'image de la gerbe sont conservés. Cette variable réduite sera notée Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  (pour Shower Scaled NSB Goodness using ToM) dans la suite.

### Combinaison des NSB Goodness

En assumant que les variables présentées ci-dessous sont indépendantes, et comme le nombre de pixels considéré dans les deux cas est identique, il est possible de sommer directement le logarithme des vraisemblances pour créer une variable combinée  $G_{\text{NSB}}^{\text{Full}}$  :

$$G_{\text{NSB}}^{\text{Full}} = \frac{G_{\text{NSB}} + G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}}{\sqrt{2}} \quad (7.26)$$

#### 7.4.5 Coupure dépendante en énergie

Certaines variables présentées ci-dessus sont dépendantes de l'énergie reconstruite. C'est particulièrement le cas pour les variables de comparaison de l'image à du bruit de fond du ciel. Afin de conserver une grande significativité et un bon rapport signal sur bruit et de bien maîtriser la soustraction du fond, sans pour autant rejeter systématiquement les basses énergies, une méthode d'optimisation et d'application de coupures dépendantes en énergie a été développée durant la thèse et est présentée dans cette section.

#### Définition de la coupure

La définition de la coupure dépendante en énergie est inspirée de l'article [Bernlohr, 2013]. Elle est constituée d'une coupure constante  $c_1$  pour des énergies reconstruites  $E$  inférieures à  $E_1$  et d'une coupure  $c_2$  pour  $E$  supérieures à  $E_2$ . Dans l'intervalle  $[E_1, E_2]$ , la coupure suivra une interpolation logarithmique telle que décrite dans l'équation suivante :

$$c(E) = \begin{cases} c_1, & \text{pour } E \leq E_1 \\ c_1 + (c_2 - c_1) \frac{\log E - \log E_1}{\log E_2 - \log E_1}, & \text{pour } E_1 < E < E_2 \\ c_2, & \text{pour } E \geq E_2 \end{cases} \quad (7.27)$$

#### Optimisation de la coupure

Afin d'obtenir la meilleure combinaison possible des valeurs de  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $E_1$  et  $E_2$ , une optimisation pondérée multicritère linéaire est effectuée en utilisant les événements de régions OFF

prise dans des données réelles ainsi que des gamma issus de simulation Monte Carlo. Deux histogrammes à deux dimensions (la coupure étudiée en fonction l'énergie reconstruite) sont remplis avec d'une part les événements des régions OFF et d'autre part la somme des gamma issus de simulations Monte Carlo auxquels avec les événements OFF normalisés. Cette somme représentera les événements ON de la même manière que pour une analyse classique.

Toutes les combinaisons de  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $E_1$  et  $E_2$  sont ensuite appliquées et les histogrammes sont intégrés pour obtenir le nombre d'événements ON et OFF passant une coupure donnée. L'excès, la significativité, le rapport signal sur bruit et l'uniformité des régions OFF sont ainsi calculés pour chaque combinaison.

Une fois toutes ces données enregistrées, l'optimisation multicritère peut commencer. Les critères pris en compte durant l'optimisation seront la significativité ( $N_\sigma$ ), le rapport signal sur bruit (S/B) et l'uniformité de régions OFF (Unif).

$$\text{Indicator} = x \times \frac{S/B - S/B_0}{S/B_{Best}} + y \times \frac{N_\sigma - N_{\sigma 0}}{N_{\sigma Best}} + z \times \frac{\text{Unif} - \text{Unif}_0}{\text{Unif}_{Best}} \quad (7.28)$$

où  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont des nombres décimaux qui peuvent être modifiés en fonction de la variable étudiée et du but recherché. Les indices 0 et  $Best$  représentent respectivement la valeur du critère quand aucune coupure n'est appliquée et le meilleur critère trouvé parmi les combinaisons de coupures envisagées. De plus, un minimum est demandé pour l'uniformité des régions OFF et le nombre d'événements ON restants après coupure, afin de contraindre la recherche.

### Application de la coupure

Afin de modifier le moins possible le logiciel d'analyse de données qui ne gère que des coupures fixes, un changement de variable est effectué pour créer une grandeur dépendante en énergie plutôt que d'appliquer une coupure dépendante en énergie sur une variable fixe. Cette variable  $var(E)$  sera définie comme suit :

$$var(E) = \begin{cases} \frac{c(E) + c_1}{\log E_2 - \log E_1}, & \text{pour } E \leq E_1 \\ \frac{c(E) + c_2 - (c_2 - c_1) \frac{\log E - \log E_1}{\log E_2 - \log E_1}}{\log E_2 - \log E_1}, & \text{pour } E_1 < E < E_2 \\ \frac{c(E) + c_2}{\log E_2 - \log E_1}, & \text{pour } E \geq E_2 \end{cases} \quad (7.29)$$

et la coupure fixe suivante lui sera appliquée :

$$c_{\text{fixed}} = \frac{c_1 + c_2}{\log E_2 - \log E_1} \quad (7.30)$$

Les coupures dépendantes en énergie ne sont pas employées pour le moment dans les jeux de coupures officielles de l'analyse modèle. Elles seront utilisées au chapitre 8 afin de réduire le seuil en énergie des analyses.

### 7.4.6 Définitions des coupures standards

Les coupures utilisées par la collaboration H.E.S.S. ont été optimisées par D. Zaborov et M. Holler. Afin d'avoir un bruit de fond réaliste, les événements des régions OFF issus de l'analyse de données réelles ont été utilisés. Le signal provient quant à lui de simulations Monte-Carlo de photons gamma. Deux jeux de coupures sont définis : les coupures *Standard* et *Loose*. Les coupures *Standard* ont été optimisées afin d'obtenir une significativité de  $5\sigma$  pour cinq heures d'observation sur un spectre de gamma d'indice -3. Les coupures *Loose* sont beaucoup plus lâches que les coupures *Standard* dans le but de descendre le seuil en énergie au maximum tout en gardant le contrôle sur les systématiques de soustraction du fond.

Le tableau 7.1 présente ces deux jeux de coupures pour l'analyse monoscopique et stéréoscopique. Pour l'analyse combinée, un choix entre monoscopique et stéréoscopique est effectué pour chaque événement. Les coupures de l'analyse combinée dépendent donc de ce choix, à l'exception du  $\theta^2$  qui sera pris inférieur à 0.015 degré<sup>2</sup>.

	Reconstruction monoscopique	Reconstruction stéréoscopique
Charge minimale <i>Standard</i>	> 60 p.e.	> 60 p.e.
Charge minimale <i>Loose</i>	> 60 p.e.	> 40 p.e. pour HESS I > 60 p.e. pour CT5
Distance nominale	< 1.4°	< 2°
fraction du contenu	> 50 %	> 50 %
Shower MSG	< 0	< 0.3
$T$	< 1.3 $X_0$	< 3.4 $X_0$
$\Delta Dir$	< 0.3°	< 0.2°
$\theta^2$	< 0.015 degrés <sup>2</sup>	< 0.006 degrés <sup>2</sup>
$G_{NSB}$ <i>Standard</i>	> 32	> 28
$G_{NSB}$ <i>Loose</i>	> 24	> 15

TABLE 7.1 – Coupures standards de la collaboration H.E.S.S pour l'analyse par modèle semi-analytique monoscopique et stéréoscopique.

## 7.5 Performances

Les résolutions de l'énergie et du paramètre d'impact reconstruits ainsi que les surfaces effectives de l'analyse par modèle semi-analytique sont présentées dans cette section.

### 7.5.1 Résolutions

Les résolutions ci-dessous sont issues des simulations Monte-Carlo d'un spectre de photons gamma d'indice -2, un angle zénithal de 18° et un angle entre la source de gamma et l'axe optique de 0.5°. On étudiera les événements passant les coupures *Standard*.

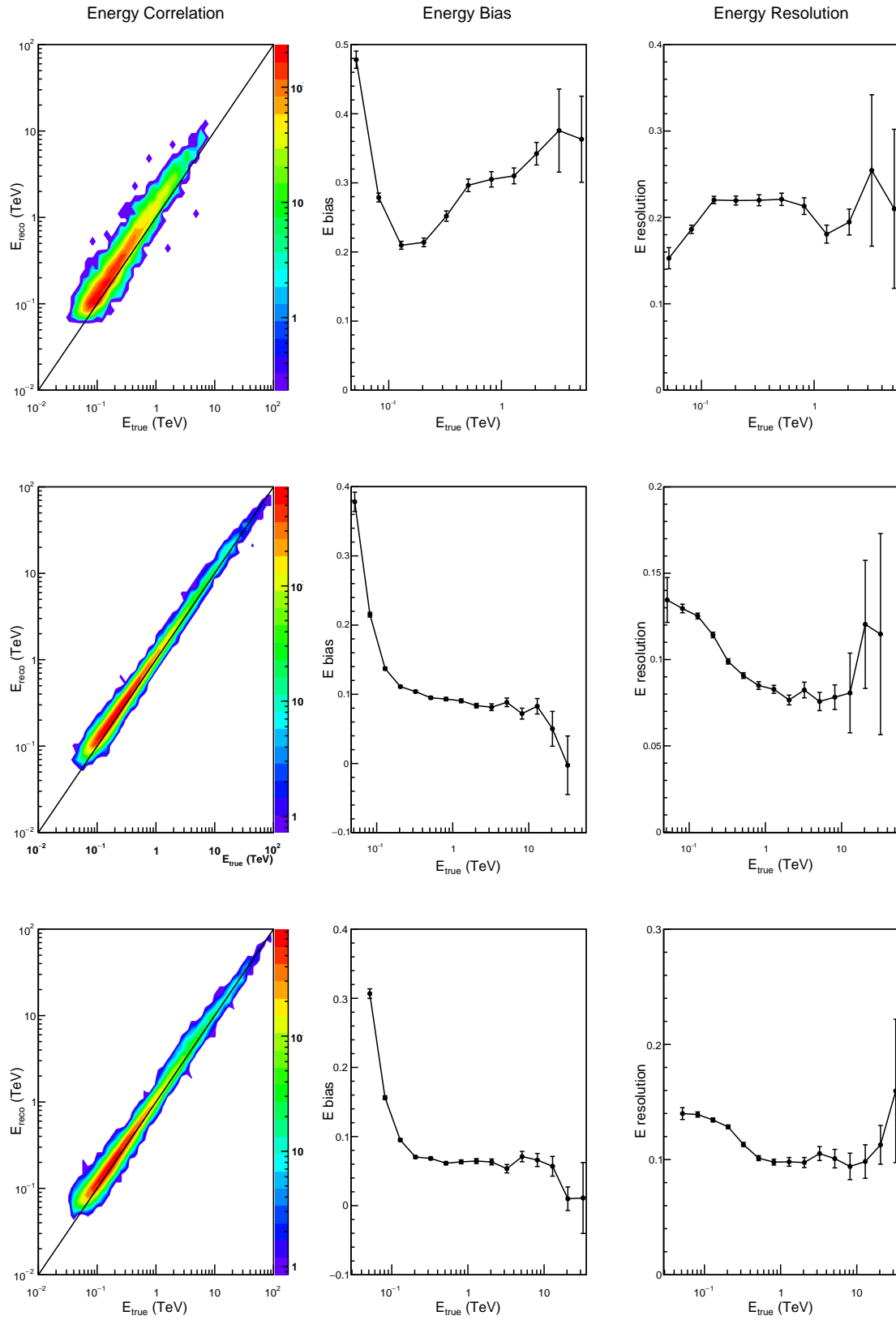


FIGURE 7.7 – De gauche à droite : corrélation (énergie reconstruite en fonction de l'énergie simulée), biais et résolution de l'énergie reconstruite par modèle semi-analytique. De haut en bas, un même jeu de gerbes de gamma simulées, reconstruit par les analyses monoscopique, stéréoscopique puis combinée.

### Résolution en énergie

La figure 7.7 présente la distribution de corrélation de l'énergie reconstruite  $E_{reco}$  en fonction de l'énergie simulée  $E_{true}$  pour les trois types d'analyse (monoscopique, stéréoscopique et combinée), ainsi que les courbes de résolution et biais en énergie. Chaque point de ces dernières est issu de l'ajustement par une distribution gaussienne de chaque bin de la distribution de  $\ln(E_{reco}/E_{true})$ . La résolution et le biais sont respectivement l'écart-type et la moyenne de cette gaussienne.

On observe que l'analyse monoscopique montre un biais important ( $> 20\%$ ). Ceci n'est pas tout à fait compris pour le moment mais est certainement lié à l'autofocus de CT5. En effet, son implémentation récente dans les simulations Monte-Carlo n'a pas été répercutée sur le modèle semi-analytique pour lequel une focalisation à l'infini est toujours en place. Les simulations et données réelles sont issues d'une focalisation à 15 km, provoquant un grossissement de l'image des gerbes comparé à une focalisation à l'infini et donc entraînant une surestimation de l'énergie par l'ajustement par modèle. L'ajout des autres télescopes contribue à diminuer fortement cet effet pour les analyses stéréoscopique et combinée (biais de l'ordre de 5 à 10% pour des énergies supérieures à 100 GeV)

La résolution énergétique est inférieure à 25% pour une analyse monoscopique et à 15% pour les analyses stéréoscopique et combinée.

### Résolution du paramètre d'impact

La figure 7.8 présente la distribution de corrélation le paramètre d'impact reconstruit  $R_{reco}$  en fonction du paramètre d'impact simulé  $R_{true}$ . De manière similaire à l'énergie, le biais et la résolution sont issus d'un ajustement gaussien de la distribution de  $(R_{true} - R_{reco})/R_{true}$ .

L'analyse monoscopique présente un important biais ( $\sim 20\%$ ) autour de 125 m. Ceci provient de la dégénérescence des solutions abordées à la section 7.2.3. Cette effet disparaît quasiment pour les analyses combinée et stéréoscopique pour lesquelles la dégénérescence est levée. On observe cependant des îlots dans la distribution de corrélation, qui sont situés au niveau des noeuds de la grille du modèle semi-analytique.

#### 7.5.2 Surface effective

La surface effective représente la surface de simulation des photons gammas (ici un disque de 550 m de rayon) multipliée par le rapport entre le nombre d'événements passant les coupures de sélection et le nombre d'événements simulés à une énergie donnée. La figure 7.9 représente les surfaces effectives de l'analyse par modèle semi-analytique. Elles sont issues de simulations de photons gamma à énergies fixes à un angle zénithal de  $18^\circ$  et un angle entre la source de gamma et l'axe optique de  $0.5^\circ$ .

On observe que l'analyse monoscopique présente une surface effective supérieure à l'analyse stéréoscopique pour des énergies inférieures à 80 GeV pour les coupures *Standard* et à 70 GeV pour les coupures *Loose*. Cette tendance s'inverse aux énergies supérieures. L'analyse combinée, quant à elle, montre une surface effective, et donc un nombre d'événements reconstruits, supérieure à celle des deux autres types d'analyse.

Des courbes de surface effective, on peut déduire le seuil en énergie de l'analyse. Il est défini comme l'énergie pour laquelle la surface effective est égale à 10 % de sa valeur maximale. Les

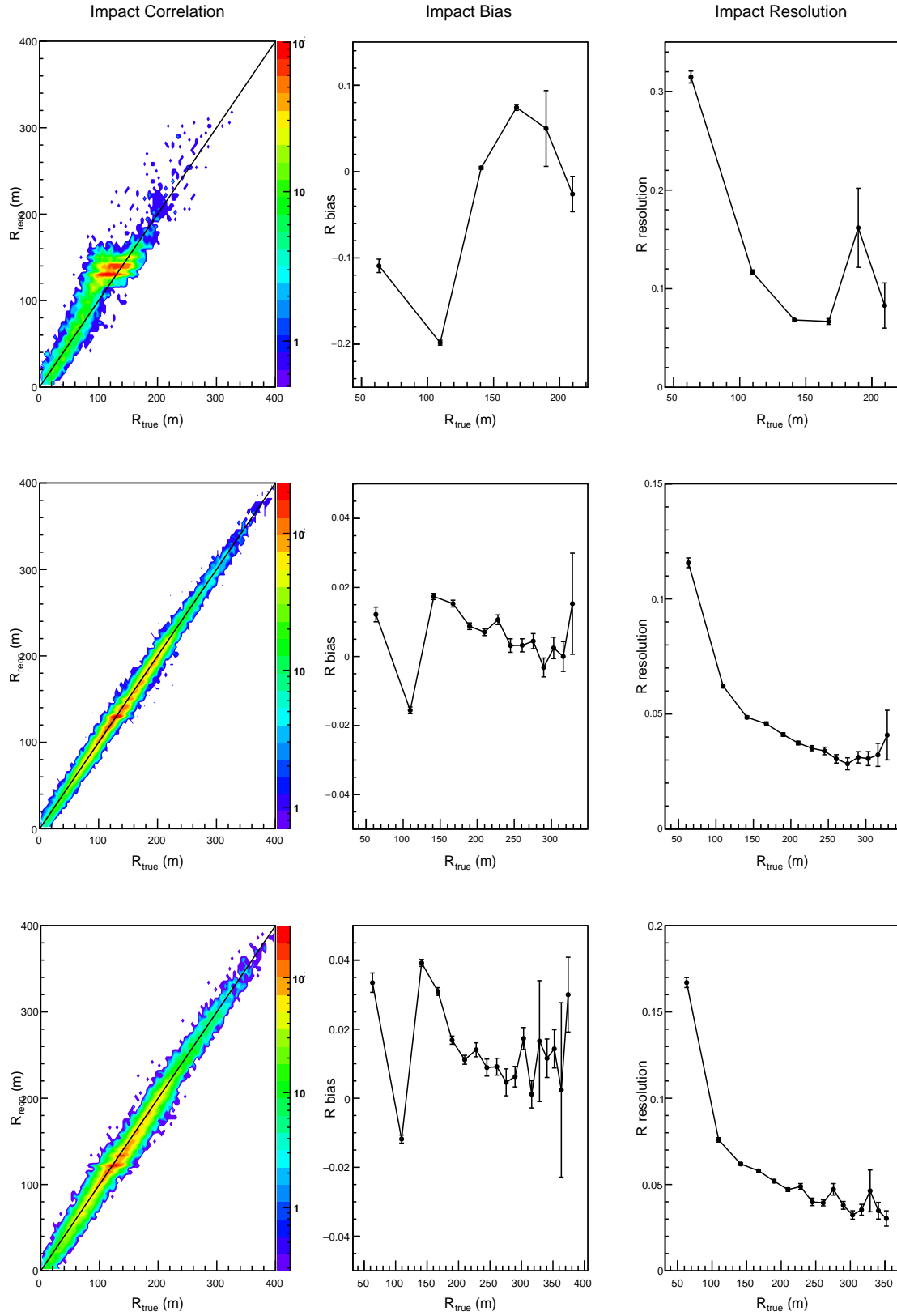


FIGURE 7.8 – De gauche à droite : corrélation (paramètre d'impact reconstruit en fonction du paramètre d'impact simulé), biais et résolution du paramètre d'impact reconstruit par modèle semi-analytique. De haut en bas, un même jeu de gerbes de gamma simulées, reconstruit par les analyses monoscopique, stéréoscopique puis combinée.



seuils en énergie des différents types d'analyse sont résumés dans le tableau 7.2.

	Coupures <i>Standard</i>	Coupures <i>Loose</i>
Analyse monoscopique	$\sim 60$ GeV	$\sim 50$ GeV
Analyse stéréoscopique	$\sim 80$ GeV	$\sim 70$ GeV
Analyse combinée	$\sim 70$ GeV	$\sim 55$ GeV

TABLE 7.2 – Seuils en énergie pour un angle zénithal de  $18^\circ$  et un angle de  $0.5^\circ$  entre la source et l'axe optique.

## 7.6 Analyse spectrale

La reconstruction spectrale est fondée sur une hypothèse préliminaire de forme spectrale  $\Phi(E_{true})$ . Le spectre est convolué par la réponse du détecteur (surface effective et résolution en énergie) et la distribution en énergie reconstruite obtenue est alors comparée à la distribution mesurée. La surface effective  $A(E_{true}|\delta, \Psi, \epsilon)$  et la résolution en énergie sont évaluées à partir de simulations de photons gamma à énergies fixes  $E_{true}$ , pour différents angles zénithaux  $\delta$ , différents angles entre la source de gamma et l'axe optique  $\Psi$  et différentes efficacités optiques  $\epsilon$ .

Le nombre de photons gamma attendus  $n_\gamma$  dans un bin d'énergie compris entre  $E_{reco,1}$  et  $E_{reco,2}$  est donné par [De Naurois, 2012] :

$$n_\gamma = \int_{E_{reco,1}}^{E_{reco,2}} dE_{reco} \int_0^\infty dE_{true} \cdot A(E_{true}|\delta, \Psi, \epsilon) \cdot \Phi(E_{true}) \cdot R(E_{reco}, E_{true}|\delta, \Psi, \epsilon) \quad (7.31)$$

où  $R(E_{reco}, E_{true}|\delta, \Psi, \epsilon)$  représente la densité de probabilité de mesurer une énergie reconstruite  $E_{reco}$  pour une énergie vraie  $E_{true}$ . Les données sont divisées par groupes de  $\delta$ ,  $\Psi$  et  $\epsilon$ , pour lesquels l'intégration ci-dessus est effectuée.

La probabilité d'observer  $N_{ON}$  et  $N_{OFF}$  événements quand on attend  $n_\gamma$  photons gamma et  $n_h$  hadrons est donnée par [De Naurois, 2012] :

$$P(N_{ON}, N_{OFF}) = \frac{n_\gamma + \alpha n_h^{N_{ON}}}{N_{ON}!} \times e^{-n_\gamma - \alpha n_h} \frac{n_h^{N_{OFF}}}{N_{OFF}!} e^{-n_h} \quad (7.32)$$

Le logarithme de cette probabilité est maximisé par l'algorithme de Levenberg-Marquardt [Levenberg, 1944] et les paramètres de la forme spectrale ainsi que les résidus de chaque bin en énergie sont récupérés.

Parmi les différentes formes spectrales implémentées, on peut noter :

- la loi de puissance :

$$\Phi(E_{true}) = \Phi_0 \left( \frac{E_{true}}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (7.33)$$

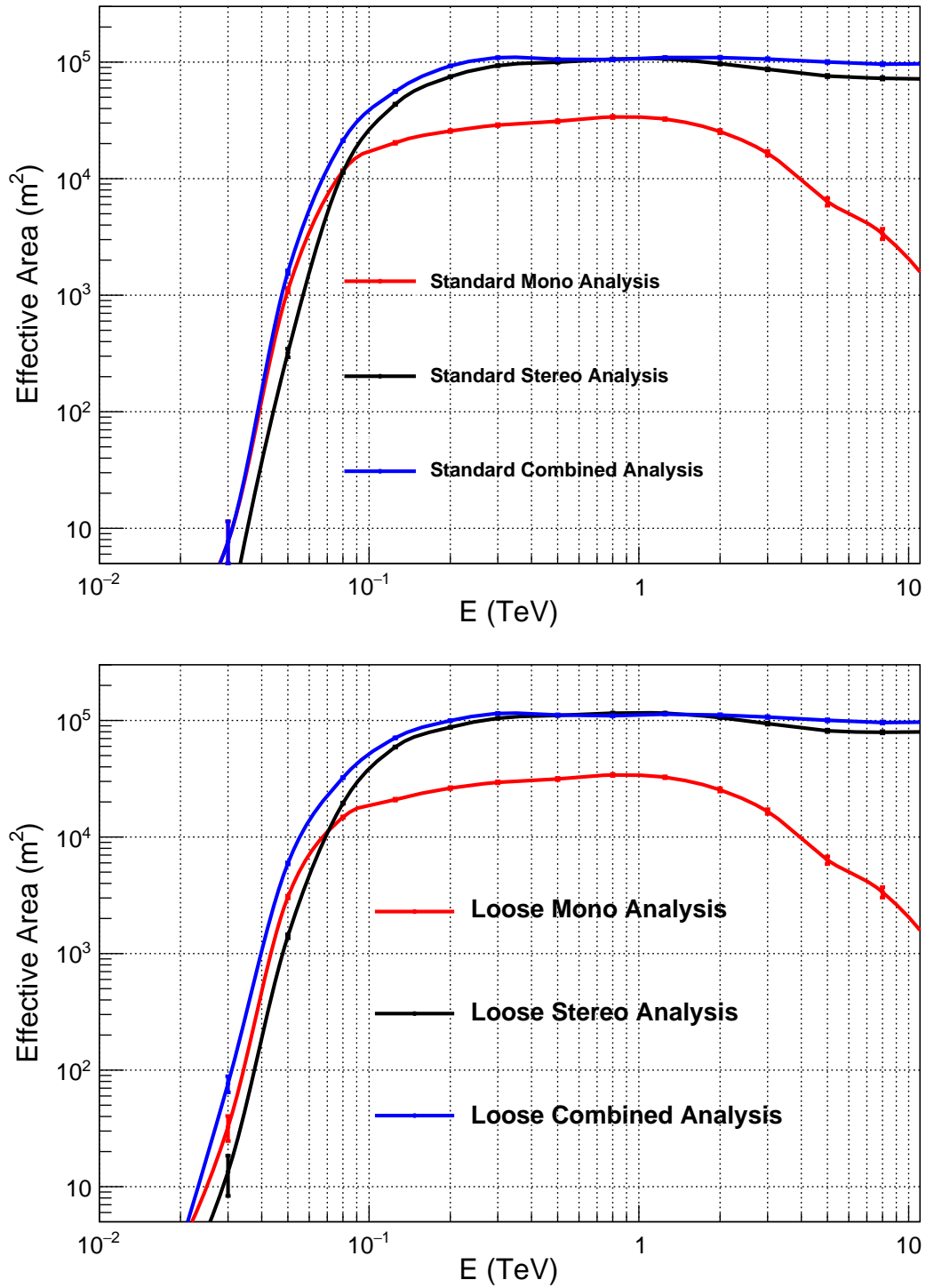


FIGURE 7.9 – Surfaces effectives de l’analyse par modèle semi-analytique en fonction de l’énergie simulée, pour les événements passant les coupures *Standard* (en haut) et *Loose* (en bas). Les analyses monoscopique (en rouge), stéréoscopique (en noir) et combinée (en blue) sont représentées.

- la loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\Phi(E_{true}) = \Phi_0 \left( \frac{E_{true}}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \times \exp \left( \frac{-E_{true}}{E_{cut}} \right) \quad (7.34)$$

L'erreur systématique totale est de l'ordre de 20% pour le flux mesuré  $\Phi_0$  des sources ponctuelles et de  $\pm 0.1$  pour l'indice spectral pour les sources ponctuelles [F. Aharonian, 2006].

# Chapitre 8

## Baisser le seuil en énergie

### Sommaire

---

<b>8.1 Étude du noyau actif de galaxie PKS 2155-304 . . . . .</b>	<b>95</b>
8.1.1 Choix de la source . . . . .	96
8.1.2 Sélection des acquisitions d'observation . . . . .	96
8.1.3 Résultats des analyses en coupures standards . . . . .	99
<b>8.2 Étude des coupures . . . . .</b>	<b>104</b>
8.2.1 Énergie reconstruite . . . . .	104
8.2.2 Qualité de l'ajustement . . . . .	105
8.2.3 NSB Goodness en intensité . . . . .	107
8.2.4 Temps du maximum . . . . .	108
<b>8.3 Abaisser le seuil en énergie . . . . .</b>	<b>110</b>
8.3.1 NSB Goodness temporel dépendant en énergie . . . . .	110
8.3.2 Résultats . . . . .	114
<b>8.4 Conclusion . . . . .</b>	<b>117</b>

---

Ce chapitre est dédié à une étude systématique des coupures de réduction du fond vues au chapitre précédent. Après avoir présenté les résultats des analyses du noyau actif de galaxie (AGN) PKS 2155-304 en utilisant les coupures standards, une comparaison entre simulations et données réelles pour certaines variables critiques sera effectuée afin d'estimer l'état actuel de notre connaissance de l'instrument ainsi que les améliorations potentielles à effectuer. Enfin, nous tenterons de baisser le seuil en énergie de l'expérience à l'aide des nouvelles variables temporelles tout en gardant le contrôle sur la soustraction du fond.

### 8.1 Étude du noyau actif de galaxie PKS 2155-304

Le noyau actif de galaxie PKS 2155-304 est un objet de type BL Lacertae situé à un redshift de  $z = 0.116$ . Il fut détecté pour la première fois à haute énergie par le satellite EGRET [Thomas Vestrand, 1995] en 1995, puis à très haute énergie en 1999, par le télescope University

of Durham Mark 6 [Chadwick, 1999]. La détection de PKS 2155-304 par H.E.S.S. a été publiée dans [Aharonian, 2005a] à l'aide des données de 2002.

### 8.1.1 Choix de la source

PKS 2155-304 a été choisi pour cette étude selon plusieurs critères. Cette source brillante nécessite peu de temps d'observation pour obtenir une détection avec une significativité de  $5\sigma$ . En outre, elle fait partie des sources dites de calibration de H.E.S.S. (avec la nébuleuse de Crabe) qui ont été observées en priorité depuis la mise en opération de CT5 et offre ainsi un grand nombre d'acquisitions à étudier, dont une bonne partie à faible angle zénithal, permettant d'atteindre le seuil en énergie du télescope.

D'autre part, n'étant pas situé dans le plan Galactique, cet AGN présente un faible taux de bruit de fond du ciel. De plus aucune autre source connue émettant à très haute énergie n'est présente dans le champ de vue H.E.S.S. autour de PKS 2155-304. Ces deux derniers critères assurent une bonne compréhension du fond, qui sera critique dans la suite de ce chapitre.

### 8.1.2 Sélection des acquisitions d'observation

Afin d'obtenir les meilleures performances possibles de l'analyse de PKS 2155-304, une sélection des acquisitions a été effectuée selon les critères suivants :

- au moins 3 télescopes participent à l'acquisition
- un maximum de 15% de pixels non-fonctionnels pour CT1/4 (5% pour CT5),
- un gain compris entre 46 et 55 pour CT5 (la valeur nominale étant 50)
- une dispersion du gain sur la caméra de CT5 inférieure à 5%
- un taux de déclenchement compris entre 100 et 300 Hz pour CT1/4 (entre 1200 et 3000 Hz pour CT5)
- un temps mort inférieur à 10% pour CT1/4 ; inférieur à 5% pour CT5
- une stabilité du taux de déclenchement de chaque télescope inférieure à 10%.

De plus, seules les acquisitions de 2014 ont été sélectionnées pour deux raisons majeures. Une meilleure qualité des données a été observée à l'issu d'une campagne de maintenance de CT5 effectuée en 2014. D'autre part, à partir de février 2015, un changement non intentionnel du temps de référence des SAM de CT5 (voir section 3.3.4) a eu pour effet de décaler temporellement la fenêtre d'acquisition des pixels par rapport au maximum du pulse. Ceci a entraîné une modification significative du temps du maximum de chaque pixel de la caméra, ainsi que la distribution des nouvelles variables temporelles introduites au chapitre précédents. Les simulations ne sont pour l'instant pas adaptées à ce type de changement.

A l'issu de cette sélection, trente acquisitions subsistent, pour une durée d'observation corrigée du temps mort de 12.3 heures (live time en anglais). Ces acquisitions sont fortuitement toutes issues de la même période d'observation garantissant une efficacité optique très stable dont la moyenne pour chaque télescope est présentée dans le tableau 8.1. La distribution de l'angle zénithal moyen par acquisition ainsi que celle de l'angle entre l'axe optique et la source sont présentées dans la figure 8.1 et montrent une large gamme de valeurs, permettant une étude globale des performances de l'analyse. Un taux de NSB moyen d'environ 80 MHz est mesuré et sa distribution sur le champ de vue de CT5 est présentée sur la figure 8.2.

Télescopes	CT1	CT2	CT3	CT4	CT5
Efficacités optiques	57.5%	61.1%	56.6%	57.5%	77.1%

TABLE 8.1 – Efficacités optiques moyennes sur les acquisitions sélectionnées pour l’analyse de PKS 2155-304.

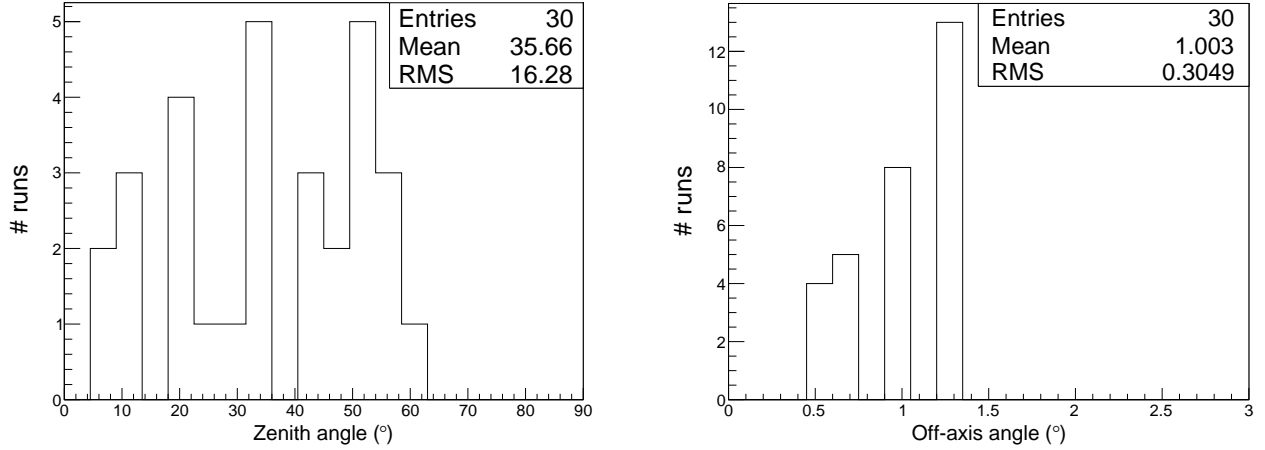


FIGURE 8.1 – Distribution de l’angle zénithal moyen (à gauche) et de l’angle entre la source et l’axe optique (à droite) de chaque acquisition sélectionnée.

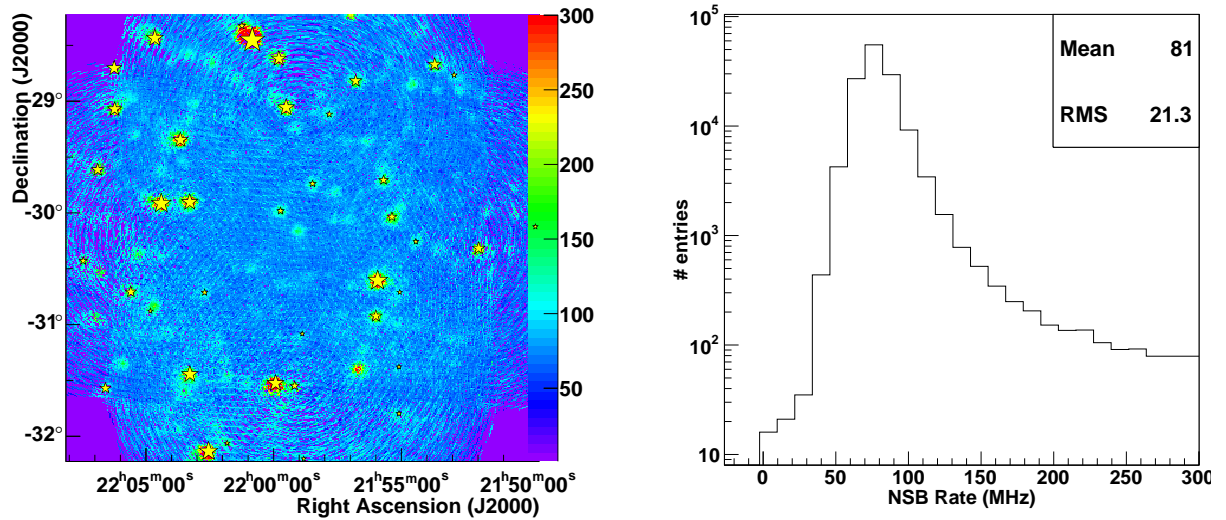
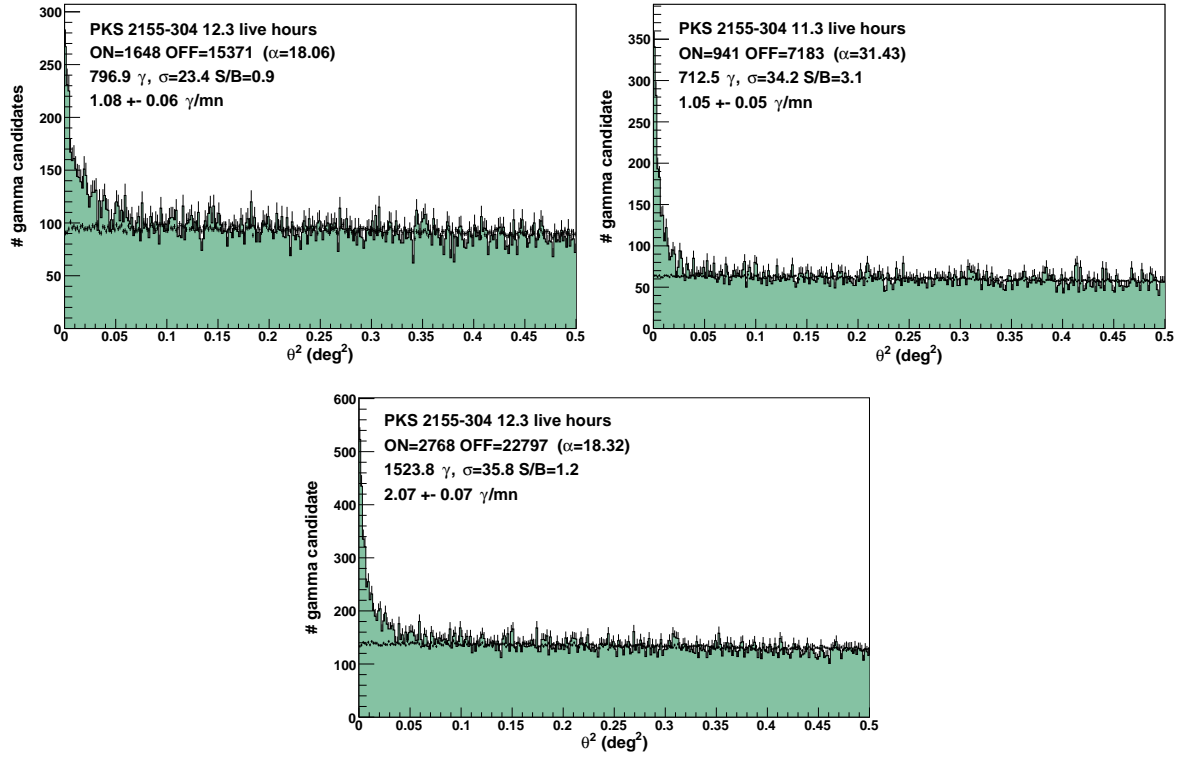
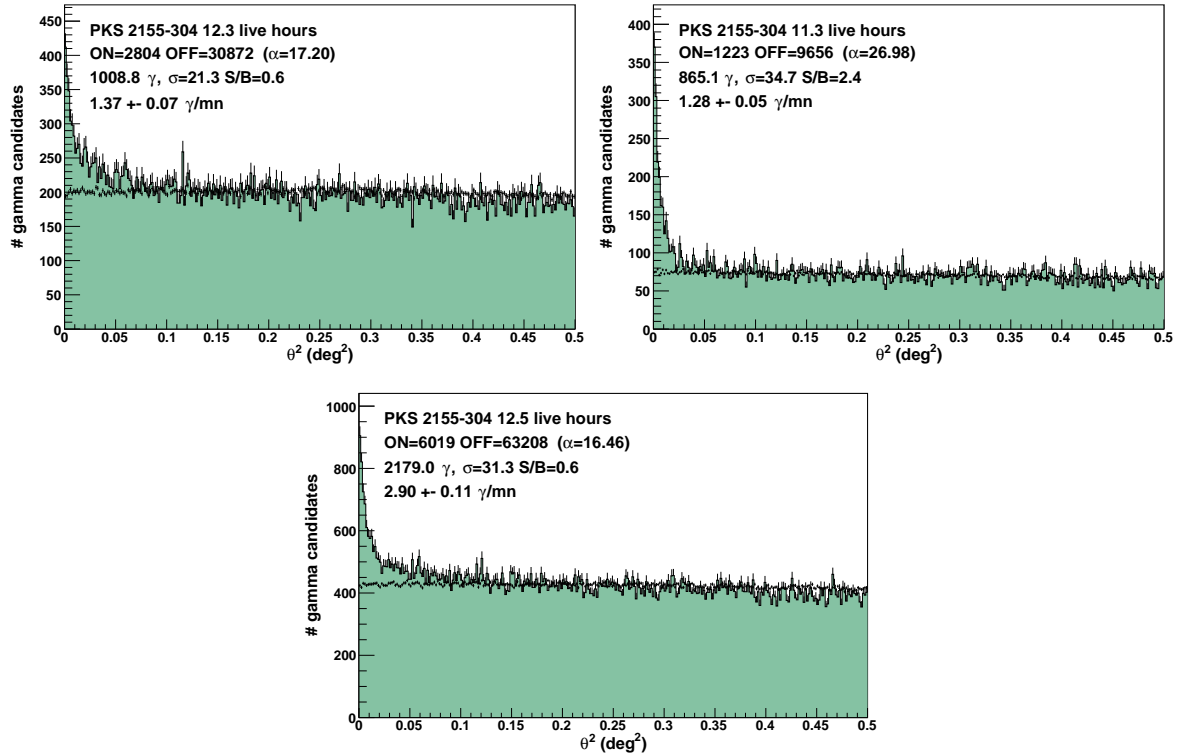


FIGURE 8.2 – Taux de bruit de fond du ciel issus de l’analyse des distributions de piédestaux de la chaîne de haut gain pour les pixels de la caméra de CT5. A gauche, distribution du taux de NSB sur le champ de vue. A droite, projection de cette distribution.



(a) Coupures *Standard*. En haut : à gauche, analyse monoscopique ; à droite, analyse stéréoscopique. En bas : analyse combinée.



(b) Coupures *Loose*. En haut : à gauche, analyse monoscopique ; à droite, analyse stéréoscopique. En bas : analyse combinée.

FIGURE 8.3 – Distributions de  $\theta^2$  issues des analyses de PKS 2155-304. Les événements des régions ON sont présentés par la ligne continue et le fond en vert. La distribution des événements des régions OFF est normalisée et indiquée par la ligne noire pointillée.

### 8.1.3 Résultats des analyses en coupures standards

Dans cette section, sont présentés les distributions de  $\theta^2$  (voir section 7.4.3), les cartes du ciel, les distributions en énergie et les spectres issus des analyses monoscopique, stéréoscopique et combinée de la région de PKS 2155-304 avec les coupures dites *Standard* et *Loose* (voir section 7.4.6).

#### Distribution du $\theta^2$

La figure 8.3 présente la distribution de  $\theta^2$  pour les 3 types d'analyse avec les coupures *Standard* et *Loose*. La méthode de soustraction du fond Multiple OFF (voir section 7.3.1) a été utilisée. Les distributions présentées montrent la distribution des événements issus de la région ON et la distribution normalisée des événements issus des régions OFF. On observe pour chacune de ces distributions que la normalisation fonctionne correctement, car les distribution d'événements issus des régions ON et OFF s'ajuste à haut  $\theta^2$

La première chose remarquable est la différence de rapport signal sur bruit (S/B) entre les analyses monoscopique et combinée d'une part et l'analyse stéréoscopique d'autre part. Pour cette dernière, le rapport est multiplié par 3 (ou 4 respectivement) avec les coupures *Standard* (ou *Loose* respectivement) comparé aux deux autres types d'analyse pour lesquelles les valeurs de S/B sont très proches. Les valeurs de la significativité, quant à elle, sont similaires pour les analyses combinées et stéréoscopiques alors qu'elles sont divisées par 1.5 environ pour l'analyse monoscopique. Dans les deux cas, on observe que l'analyse monoscopique rejette moins efficacement le bruit de fond que l'analyse stéréoscopique.

D'autre part, on peut observer que le nombre d'événements en excès  $N_\gamma$  de l'analyse combinée est de l'ordre de la somme des excès des analyses monoscopique et stéréoscopique. Enfin l'analyse stéréoscopique présente un live time environ 10% inférieur à celui des deux autres types d'analyse (soit 11.3 heures). Ceci est dû au fait que l'analyse stéréoscopique nécessite au moins un télescope de la phase I pour fonctionner. Or ces télescopes ont un temps mort de l'ordre de 10% du temps d'observation, comparé à 1% pour CT5.

#### Cartes de la région

Les figures 8.4 et 8.5 présentent les cartes du ciel en excès et en significativité de la région de PKS 2155-304 issues d'une soustraction du fond par méthode Ring Background avec les coupures *Standard* et *Loose* respectivement.

Chacune des cartes de significativité montre que le pic central de la source présente une significativité similaire à celle obtenue pour les analyses par la méthode Multiple OFF, dont les distributions de  $\theta^2$  sont présentées plus haut. Le fait qu'on obtienne les mêmes significativités pour différentes méthodes de soustraction du fond indique que la normalisation du fond est bien effectuée et que l'analyse ne présente aucun problème de soustraction important.

D'autre part les figures 8.4 et 8.5 présentent la distribution de significativité des événements du fond. En l'absence de signal, cette distribution suit les statistiques poissonniennes et doit s'ajuster avec une gaussienne de largeur 1 centrée en 0. Dans le cas où la largeur est supérieure à 1, des problèmes systématiques dans la soustraction du bruit de fond sont à envisager. On observe que les cartes sont bien normalisée et que la distribution de significativité du fond présente une largeur inférieure à 1. Seule l'analyse combinée avec les coupures *Loose* semble



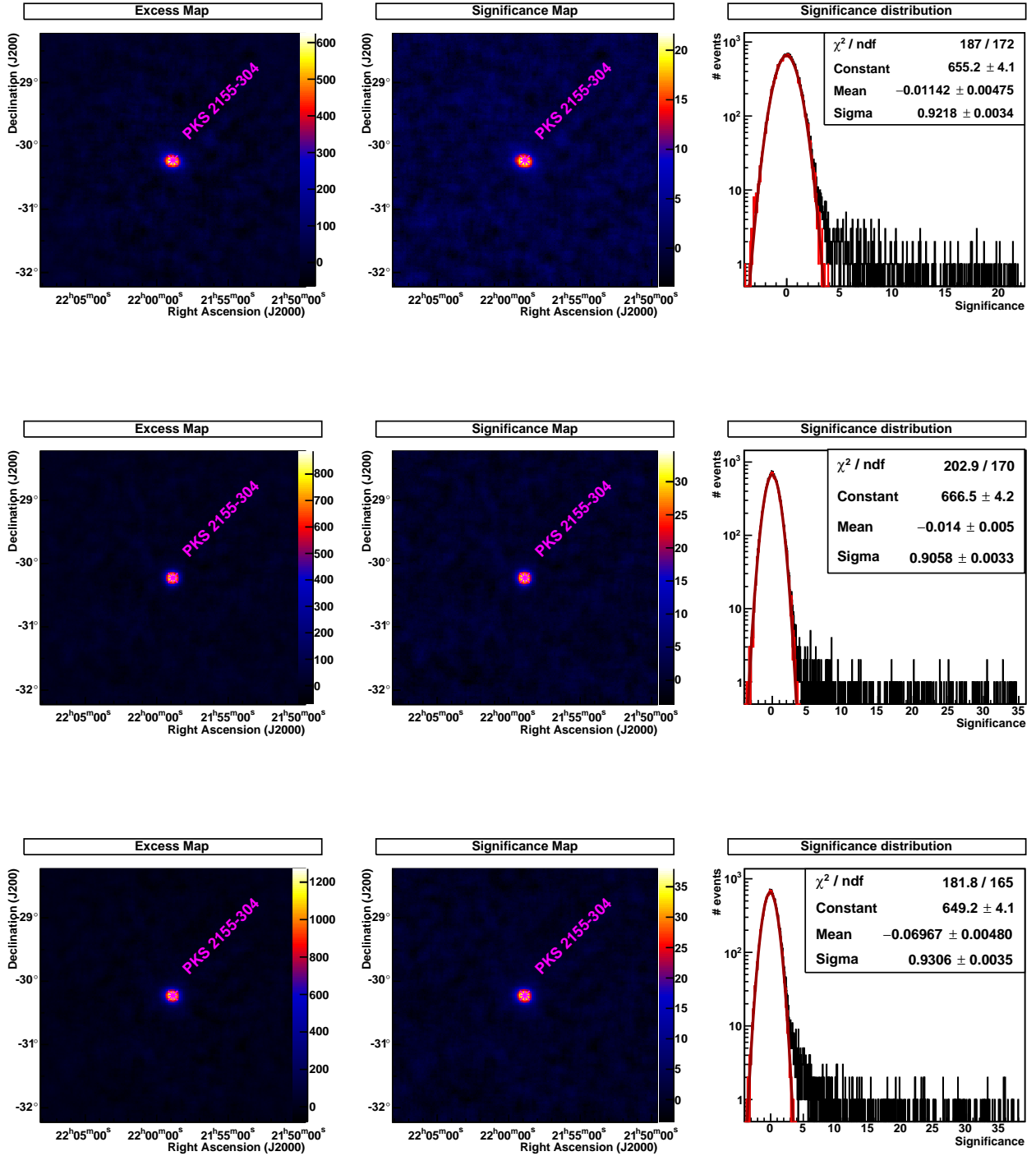


FIGURE 8.4 – cartes en excès d'événements (à gauche) et en significativité (au centre) de la région de PKS 2155-304 avec les coupures *Standard*. A droite, distribution de la significativité de la source en noir ( $0.4^\circ$  autour du centre de l'image) et du fond en rouge sur laquelle est ajustée une fonction gaussienne (en rouge foncé). De haut en bas : analyse monoscopique, stéréoscopique et combinée.

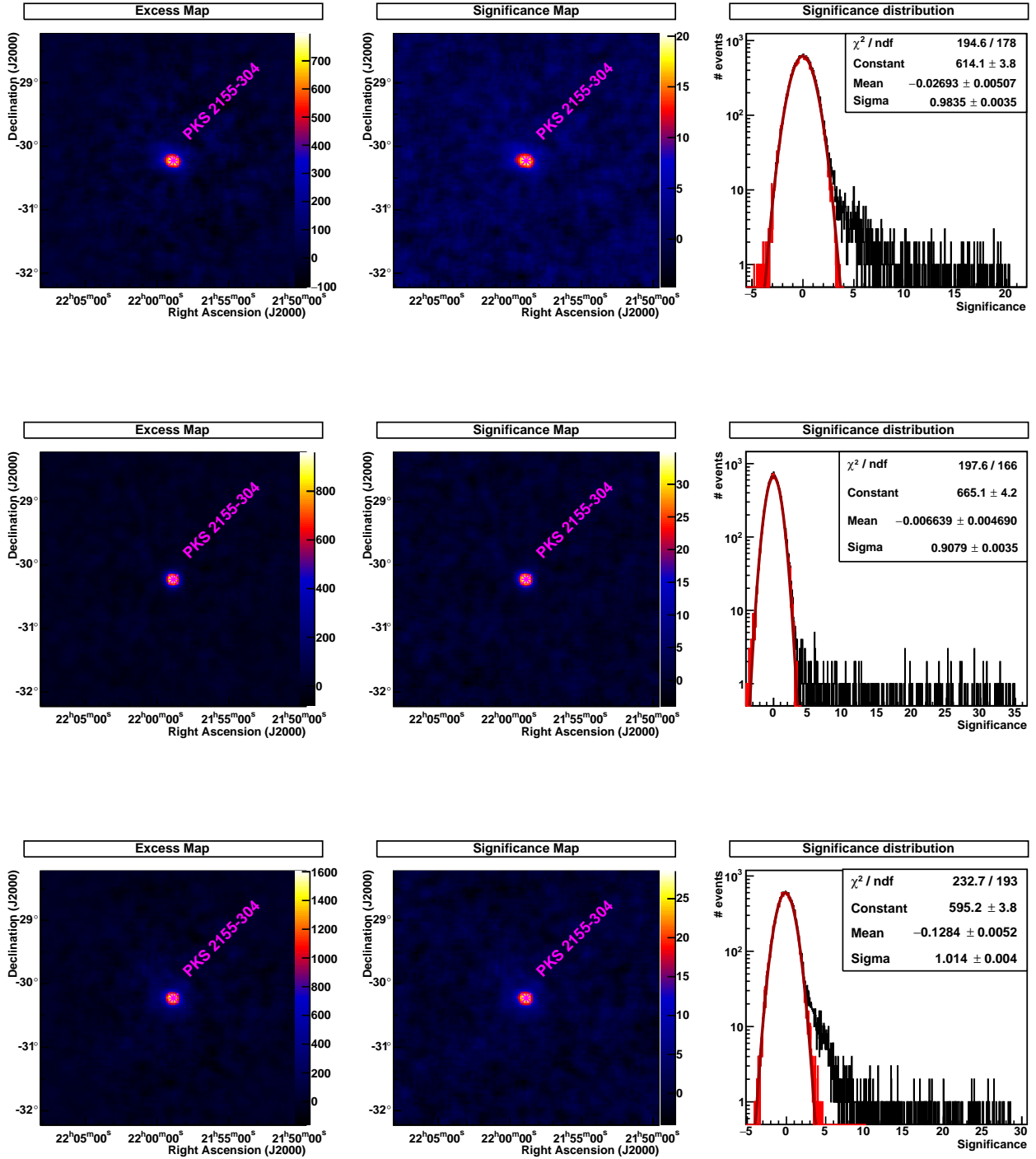


FIGURE 8.5 – cartes en excès d'événements (à gauche) et en significativité (au centre) de la région de PKS 2155-304 avec les coupures *Loose*. A droite, distribution de la significativité de la source en noir ( $0.4^\circ$  autour du centre de l'image) et du fond en rouge sur laquelle est ajustée une fonction gaussienne (en rouge foncé). De haut en bas : analyse monoscopique, stéréoscopique et combinée.

présenter des problèmes de normalisation avec une gaussienne dont le centre est assez éloigné de 0 et la largeur est nettement supérieure à celles des autres analyses. Le cas de l'analyse combinée n'est pas encore compris. En effet, l'analyse combinée utilise les mêmes événements que les reconstructions monoscopique et stéréoscopique. De plus, elle choisit, parmi les deux, la reconstruction qui donne la meilleure incertitude sur la direction de la gerbe. Enfin, les coupures sont appliquées en fonction de la reconstruction choisie. L'analyse combinée devrait donc en théorie présenter de meilleurs résultats que la pire des deux autres analyses. Le fait que ce ne soit pas le cas ici montre qu'il existe sans doute un problème logiciel pour l'analyse combinée.

### Distributions en énergie reconstruite et spectres

La figure 8.6a montre les distributions en énergie reconstruite des événements en excès des différents types d'analyse. Comme attendu par les tables de surfaces effectives (voir section 7.5.2), l'analyse monoscopique permet d'atteindre de plus basses énergies que l'analyse stéréoscopique et inversement à haute énergie (au dessus de 300 GeV environ). L'analyse combinée quand à elle reconstruit plus d'événements que les deux autres types d'analyse. D'autre part, comme attendu, les coupures *Loose* laissent passer plus d'événements de basse énergie que les coupures *Standard*.

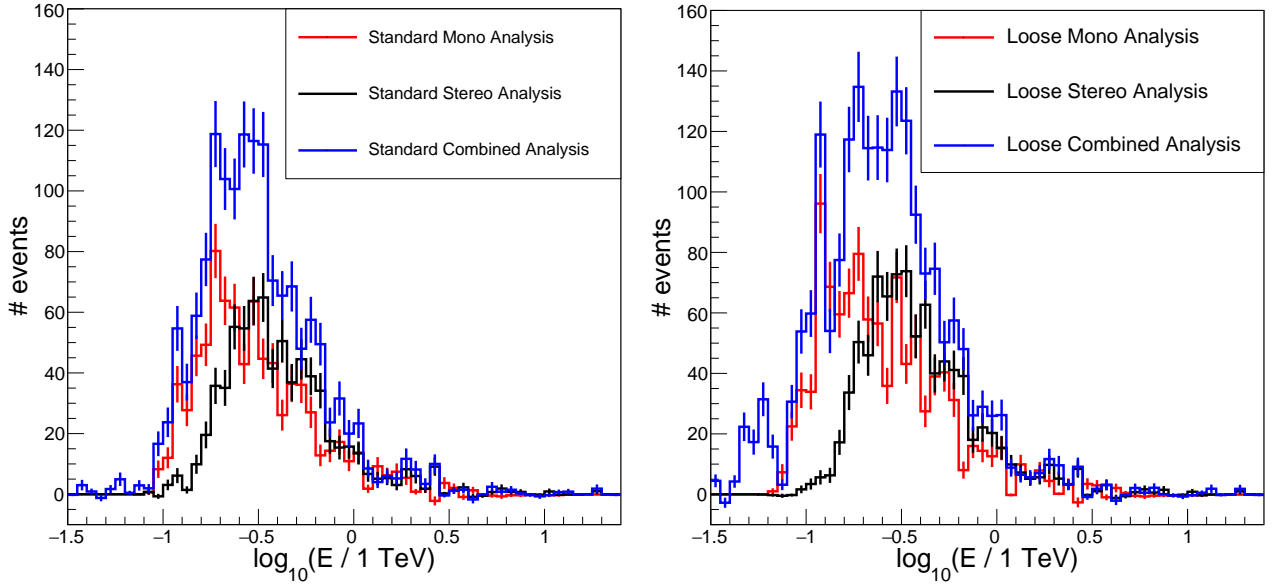
Cependant, on observe aussi que l'analyse combinée présente des événements reconstruits à plus basse énergie que l'analyse monoscopique. Ce phénomène ne devrait pas avoir lieu étant donné que les coupures employées par l'analyse combinée sont au moins aussi dures que celle des autres analyses. De plus, ces événements supplémentaires pourraient expliquer les plus larges distributions de significativité des événements de fond de l'analyse combinée présentées dans la section précédente. La direction des gerbes de basse énergie a en effet tendance à être moins bien reconstruite et pourrait ainsi être reconstruits dans les régions de fond.

La figure 8.6b montre les spectres en énergie ajustés par une loi de puissance pour les différentes analyses ainsi que les résidus de ces ajustements. Les tables de surfaces effectives et de résolutions en énergie utilisées pour les obtenir sont issues de simulations pour lesquelles l'efficacité optique de chaque télescope est prise égale à celle mesurée en janvier 2014, c'est à dire 52.5% pour CT1/4 et 78.4% pour CT5. Ces simulations sont les plus réalistes disponibles pour la période étudiée.

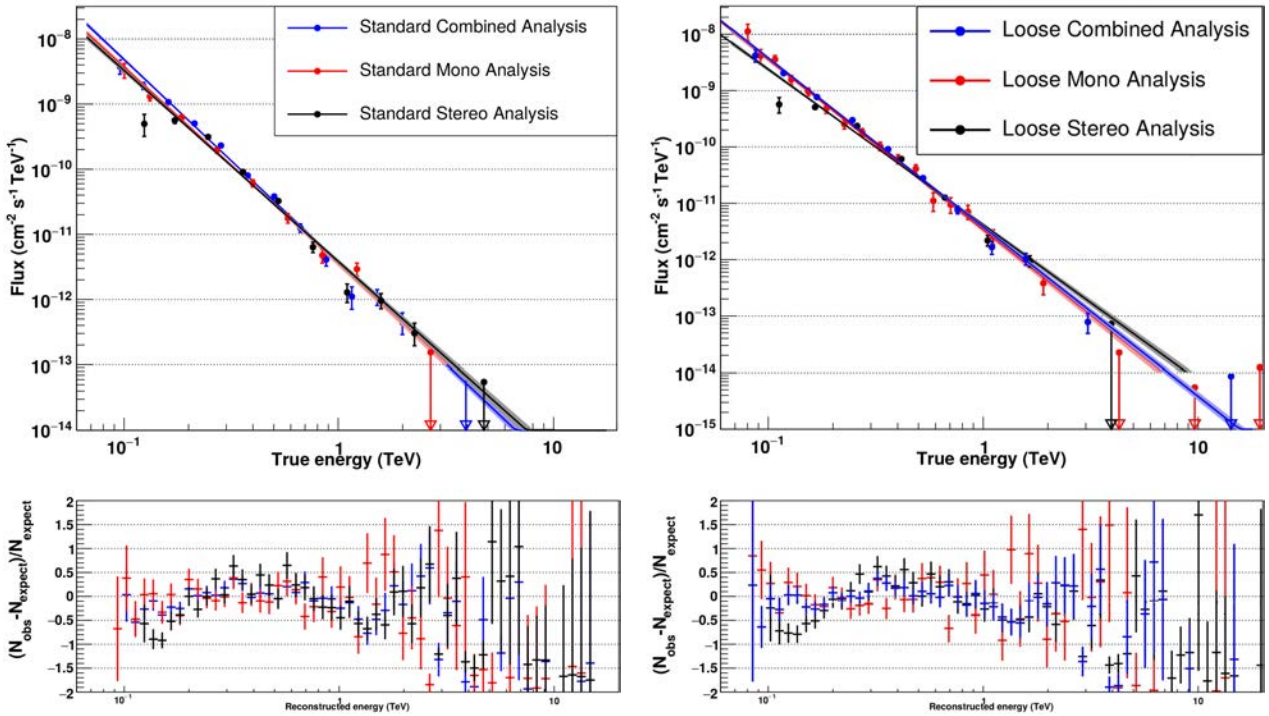
On observe que les spectres issus des analyses monoscopique et combinée présentent un indice spectral similaire (voir tableau 8.2) et un résidu compatible avec 0. Au contraire l'analyse stéréoscopique présente un indice différent ainsi qu'un résidu important sur toute la gamme d'énergie. Enfin, on observe qu'un léger résidu positif apparaît proche du seuil en énergie pour l'analyse monoscopique avec les coupures *Loose*.

### Conclusion

Le tableau 8.2 résume les résultats obtenus dans cette section. On pourra retenir que l'analyse stéréoscopique permet d'obtenir une significativité et un rapport signal sur bruit meilleur que les autres analyses ainsi que des cartes mieux normalisées. Son seuil en énergie est cependant nettement plus élevé et la reconstruction spectrale ne fonctionne pas correctement. L'analyse monoscopique présente une significativité et un rapport signal sur bruit nettement inférieurs, mais permet d'obtenir des cartes correctement normalisées et ne montre pas de problème important quant à la reconstruction spectrale. Elle permet en outre d'atteindre de plus basses



(a) Distributions de l'énergie reconstruite des événements en excès après soustraction par méthode Multiple OFF



(b) En haut, spectres issus d'ajustements par une loi de puissance de PKS 2155-304. En bas, résidus des ajustements.

FIGURE 8.6 – Distributions de l'énergie reconstruite et spectres en loi de puissance issus des analyses monoscopique (en rouge), stéréoscopique (en noir) et combinée (en bleu) de PKS 2155-304 avec les coupures *Standard* (à gauche) et *Loose* (à droite).

énergies.

L'analyse combinée est en théorie le meilleur compromis entre les deux précédentes. Le nombre de photons reconstruits est en effet largement augmenté, la significativité est proche de celle de l'analyse stéréoscopique et le seuil en énergie est proche de celui de l'analyse monoscopique. De plus, de part sa construction, la direction des gerbes est mieux estimée que l'une ou l'autre analyse. Cependant on observe un nombre important d'événements reconstruits à des faibles énergies qui ne sont jamais atteintes par l'analyse monoscopique, entraînant une normalisation du fond moins bonne que l'analyse monoscopique. Ces événements ne devant théoriquement pas être observés, les résultats de l'analyse combinée ne peuvent pas être considérés à l'heure actuelle comme justifiés. Un travail de fond est donc encore nécessaire.

Pour ces raisons, nous abandonneront complètement l'analyse combinée par la suite et seules les analyses spectrales issues de la reconstruction monoscopique seront présentées.

	$N_\sigma$	S/B	$N_\gamma$	$\sigma_{\text{OFF}}$	$E_{\text{threshold}}$	$\Gamma$
Mono <i>Standard</i>	23.4 $\sigma$	0.9	797	0.92 $\sigma$	> 80 GeV	$2.89 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
Stereo <i>Standard</i>	34.2 $\sigma$	3.1	713	0.91 $\sigma$	> 108 GeV	$2.82 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
Combined <i>Standard</i>	35.8 $\sigma$	1.2	1524	0.93 $\sigma$	> 88 GeV	$2.99 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
Mono <i>Loose</i>	21.3 $\sigma$	0.6	1009	0.98 $\sigma$	> 73 GeV	$2.90 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
Stereo <i>Loose</i>	34.7 $\sigma$	2.4	865	0.91 $\sigma$	> 88 GeV	$2.65 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
Combined <i>Loose</i>	31.3 $\sigma$	0.6	2179	1.01 $\sigma$	> 73 GeV	$2.89 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$

TABLE 8.2 – Résultats de l'analyse de PKS 2155-304 pour les coupures *Standard* et *Loose* où  $N_\sigma$  est la significativité de la source, S/B est le rapport de signal sur bruit,  $N_\gamma$  est l'excès d'événements,  $\sigma_{\text{OFF}}$  est la largeur de la distribution de significativité des régions OFF,  $E_{\text{threshold}}$  est le seuil en énergie et  $\Gamma$  est l'indice spectral de la loi de puissance.

## 8.2 Étude des coupures

Dans cette section, une étude systématique des coupures est effectuée dans le but de mieux comprendre les résultats obtenus précédemment. Une comparaison des données avec des simulations de photons gamma est présentée. Afin que cette comparaison soit le plus réaliste possible, seules les acquisitions de PKS 2155-304 dont l'angle zénithal est compris entre 0 et 20° seront utilisées. Les simulations ont été lancées à partir d'un spectre en énergie d'indice 3, à un angle zénithal de 0° et un angle entre l'axe optique et la source de 1°. L'efficacité optique simulée est de 52.5% pour CT1/4 et de 78.4% pour CT5.

### 8.2.1 Énergie reconstruite

La figure 8.7 montre une comparaison entre l'énergie de photons simulés et celle de événements en excès de PKS 2155-304 pour les différents types d'analyse. L'analyse monoscopique et combinée présente une bonne corrélation entre simulations et données. On observe cependant que, pour l'analyse combinée, les événements de basses énergies qui posaient problème dans la section précédente ne sont pas observés dans les simulations.

Pour l'analyse stéréoscopique, les distributions d'énergie issues de simulation sont fortement décalées vers les basses énergies. Ceci explique les résidus important de l'ajustement spectral présenté dans la section précédente. Ce décalage pourrait avoir pour cause une mauvaise simulation des télescopes de la phase I. Cependant, la même analyse n'utilisant que les télescopes de la phase I (voir figure 8.8) montre un bon accord entre simulation et données. Une étude détaillée est nécessaire pour comprendre le problème et est en cours.

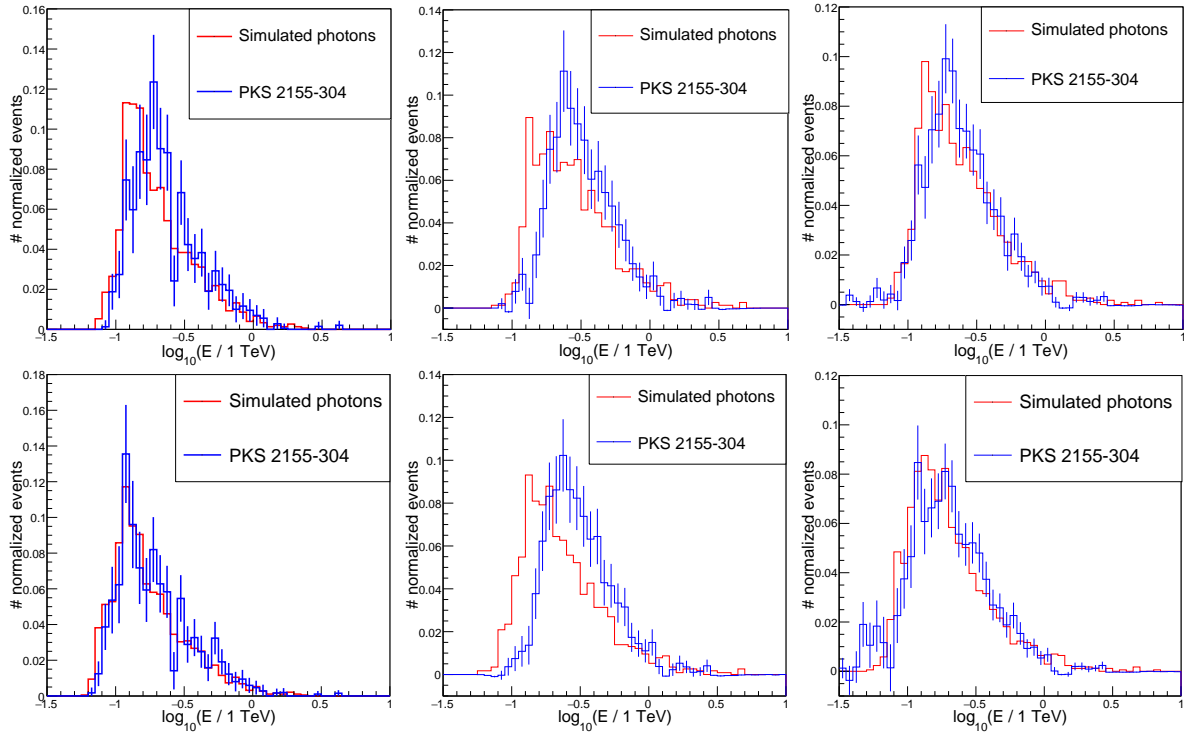


FIGURE 8.7 – Comparaison entre l'énergie reconstruite issue d'analyse de photons simulés (en rouge) et celle issue d'événements en excès de l'analyse de PKS 2155-304 (en bleu). De gauche à droite : analyse monoscopique, stéréoscopique et combinée. En haut : coupures *Standard*. En bas : coupures *Loose*.

### 8.2.2 Qualité de l'ajustement

La figure 8.9 montre une comparaison entre les distributions de qualité d'ajustement réduites pour des événements issus de simulations de photons et ceux issus de l'analyse de PKS 2155-304 pour les reconstructions monoscopique et stéréoscopique.

On observe que la distribution de l'excès de PKS 2155-304 s'ajuste très bien avec les simulations pour les deux types d'analyse. D'autre part, la discrimination de hadrons est aussi visible, en particulier pour l'analyse stéréoscopique. En effet, on voit qu'en coupant les grandes valeurs de la qualité d'ajustement, on laisse le nombre d'excès quasiment inchangé tout en supprimant une grande partie des événements de fond.

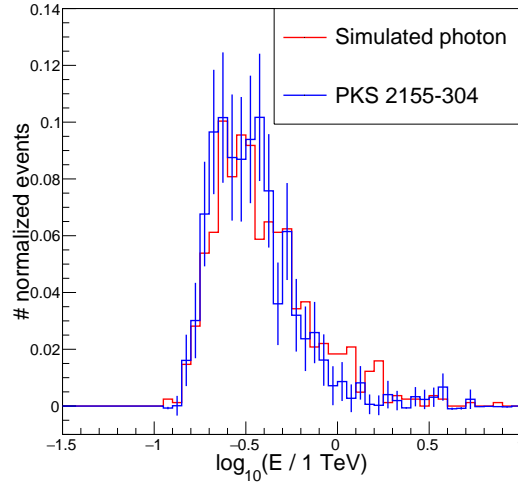


FIGURE 8.8 – Comparaison entre l'énergie reconstruite issue d'analyse de photons simulés (en rouge) et celle issue d'événements en excès de l'analyse de PKS 2155-304 (en bleu) en utilisant seulement les télescopes de la phase I.

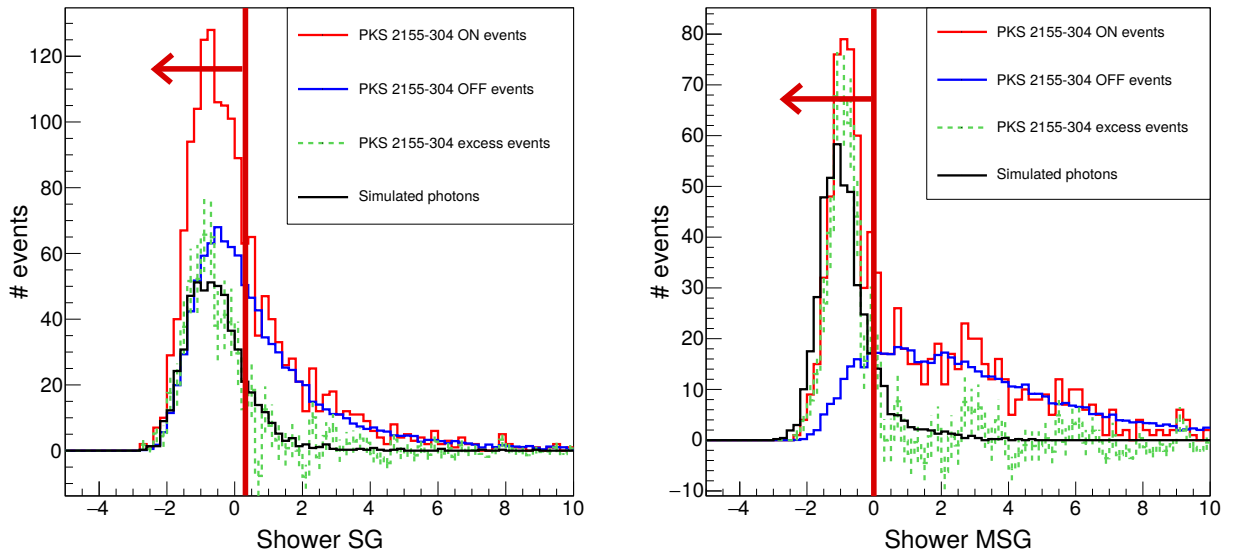


FIGURE 8.9 – Distributions de la qualité d'ajustement réduites (Shower SG) des événements issus de l'analyse de photons simulés (en noir) et de PKS 2155-304. Parmi ces derniers, les événements des régions ON sont représentés en rouge, ceux des régions OFF en noir, l'excès en pointillés verts. À gauche : analyse monoscopique ; à droite : analyse stéréoscopique.

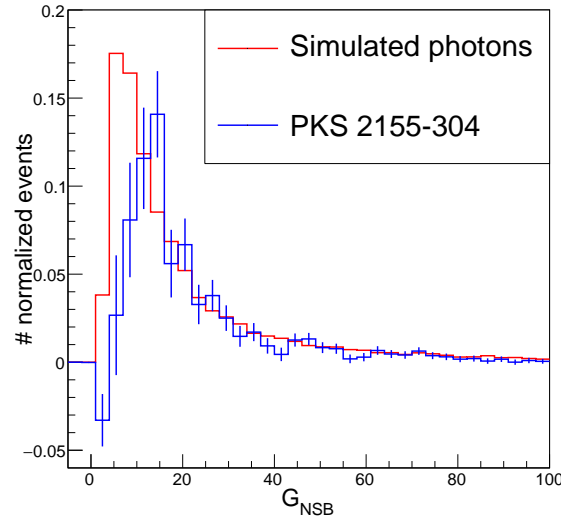


FIGURE 8.10 – Distribution du NSB Goodness en intensité  $G_{\text{NSB}}$  des événements issus de l’analyse de photons simulés (en rouge) et de l’excès de l’analyse de PKS 2155-304 (en bleu). Une normalisation est effectuée de sorte que les queues des distributions s’ajustent.

### 8.2.3 NSB Goodness en intensité

La figure 8.10 montre une comparaison entre les distributions du NSB Goodness ( $G_{\text{NSB}}$ ) pour des événements issus de simulations de photons et de l’excès de l’analyse monoscopique de PKS 2155-304. On observe qu’avant coupures les deux distributions ne s’ajustent pas. En effet, la distribution issue des simulations montre un pic en 0 qui décroît avec l’augmentation de  $G_{\text{NSB}}$ , l’excès de PKS 2155-304 montre quant à lui un déficit autour de 0, suivi d’un pic autour de 15, puis d’une décroissance similaire à celle des simulations. Cette différence - en particulier le déficit à bas  $G_{\text{NSB}}$  - n’est pas encore comprise. Des études ont montré que le déficit tend à se creuser et s’élargir pour des taux de NSB plus élevés ou pour une plus grande dispersion des gains entre les pixels de CT5.

La figure 8.11 montre les distributions de  $G_{\text{NSB}}$  en fonction de l’énergie reconstruite. On observe une très forte dépendance avec l’énergie, qui rend très difficile la réduction de cette variable par des tables issues de simulation Monte Carlo ou l’utilisation d’une coupure dépendante en énergie. Comme expliqué à la section 7.4.4, en durcissant la coupure sur  $G_{\text{NSB}}$ , le seuil en énergie augmente. En outre le déficit observé dans les données réelles est principalement dû aux événements de basses énergies. Cet effet aura donc tendance à biaiser l’ajustement spectral près du seuil, comme observé pour les coupures *Loose* sur la figure 8.6b. Plus la coupure sur le NSB Goodness en intensité est lâche, plus le biais de l’ajustement spectral sera important.

Enfin, la figure 8.12 montre les distributions du  $G_{\text{NSB}}$  pour des photons simulés avec un taux de NSB de 50 MHz et de 500 MHz. Une augmentation du taux de NSB entraîne un décalage de la distribution de  $G_{\text{NSB}}$  vers les faibles valeurs. De ce fait, un taux de NSB plus élevé provoque une augmentation du seuil en énergie. Il faut aussi noter que les simulations à l’origine des tables de surfaces effectives et de résolutions en énergie ont été effectuées pour un taux de NSB de 100 MHz, pouvant une fois encore biaiser la reconstruction spectrale lors d’analyse de sources pour lesquels le bruit de fond est différent.

Du fait de tous les effets indésirables du NSB Goodness présentés ci-dessus, des études en cours ont pour but de remplacer cette coupure par une variable plus stable. D’autre part,



l'emploi de simulations acquisition par acquisition où le taux de NSB de chaque pixel est issu des résultats d'étalonnage des données réelles permettra d'améliorer l'ajustement spectral.

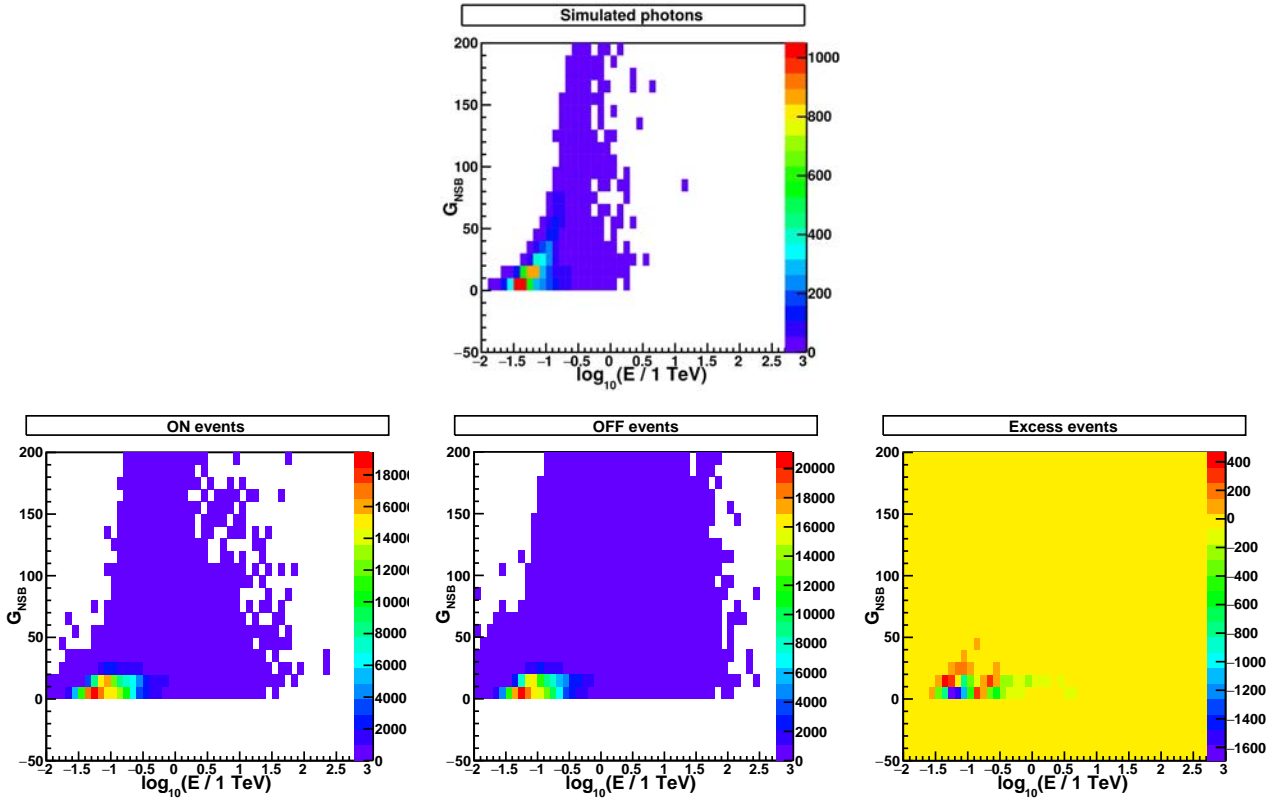


FIGURE 8.11 – Distribution du NSB Goodness en intensité  $G_{NSB}$  en fonction de l'énergie reconstruite pour les événements issus de l'analyse de photons simulés (en haut) et de PKS 2155-304 (en bas). Parmi ces derniers, les événements des régions ON sont représentés à gauche, ceux des régions OFF au centre et l'excès à droite.

### 8.2.4 Temps du maximum

La figure 8.13 montre les distributions du ToM moyenné sur la caméra et de son écart-type pour les événements issus de l'analyse monoscopique *Standard* de photons simulés et des événements en excès de PKS 2155-304. On observe dans les deux cas un décalage significatif entre simulations et données réelles, et ce malgré de récentes améliorations de la simulation du déclenchement des télescopes. Une coupure sur l'écart-type du ToM, telle que décrite dans [Aliu, 2009] pour le télescope MAGIC et dans [Prokoph, 2009] pour des simulations de CT5, n'est donc pas envisageable pour le moment.

En revanche, les distributions du NSB Goodness temporel (Shower  $G_{NSB}^{ToM}$ ) et de sa variable réduite (Shower  $SG_{NSB}^{ToM}$ ) montrent un bon accord entre simulation et donnée (figure 8.14). Il faut tout de même noter que pour les faibles valeurs, on observe plus d'événements simulés que d'excès dans les données réelles.

Nous utiliserons donc le Shower  $SG_{NSB}^{ToM}$  dans la section 8.3, afin de baisser le seuil en énergie de l'analyse monoscopique tout en conservant une bonne normalisation du fond.

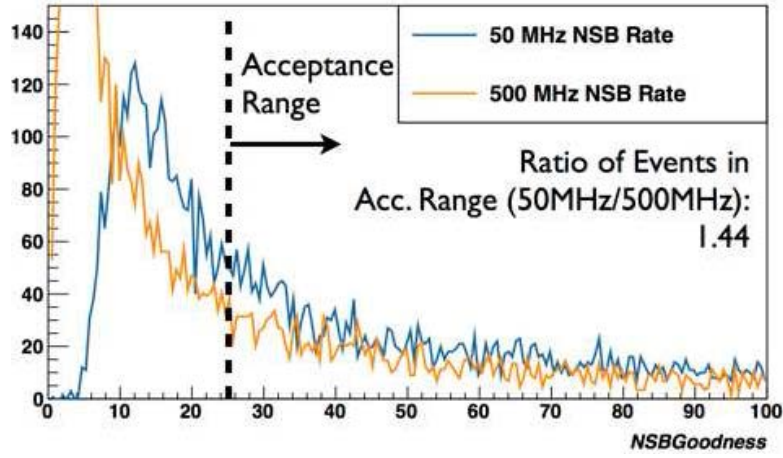


FIGURE 8.12 – Distribution de NSB Goodness en intensité pour des photons simulés avec un taux de NSB de 50 MHz (en blue) et de 500 MHz (en jaune). Figure produite par M. Holler.

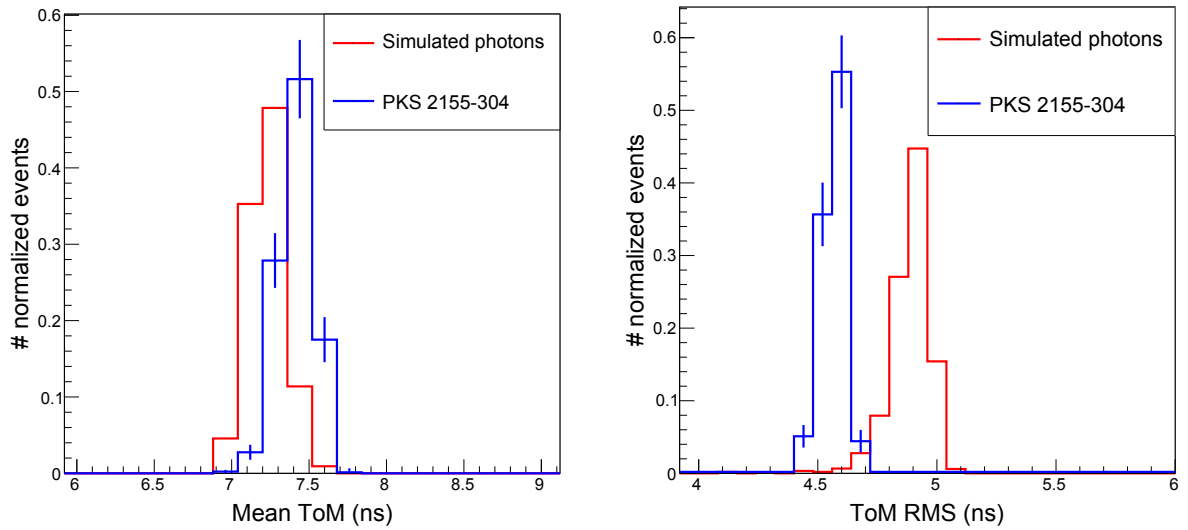


FIGURE 8.13 – Distributions du NSB Goodness en intensité Shower  $G_{NSB}^{ToM}$  (à gauche) et de sa variable réduite Shower  $SG_{NSB}^{ToM}$  (à droite) pour les événements issus de l'analyse de photons simulés (en rouge) et de l'excès de l'analyse de PKS 2155-304 (en blue).

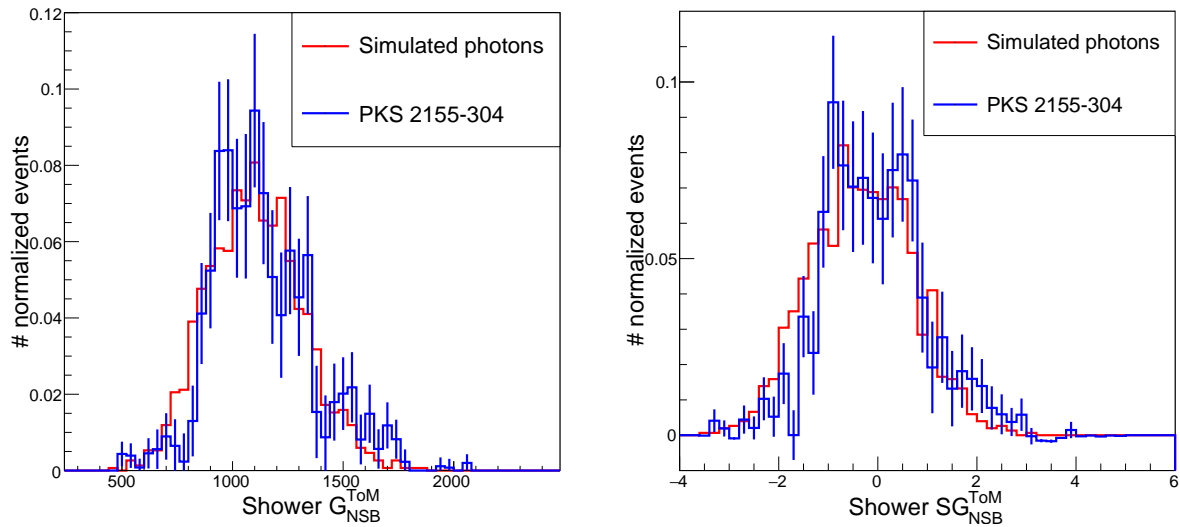


FIGURE 8.14 – Distributions de la moyenne de ToM sur les pixels de la caméra (à gauche) et de son écart-type (à droite) pour les événements issus de l’analyse de photons simulés (en rouge) et de l’excès de l’analyse de PKS 2155-304 (en blue).

### 8.3 Abaisser le seuil en énergie

Dans cette section notre but est de réduire le seuil en énergie de l’analyse monoscopique en gardant le contrôle sur la normalisation du fond. Pour cela nous partirons des coupures *Loose* de l’analyse monoscopique et relâcherons la coupure sur le  $G_{\text{NSB}}$  de 24 jusqu’à 18. Le seuil en énergie est donc réduit mais le fond n’est plus correctement normalisé. Nous tenterons donc de conserver ces basses énergies en améliorant la normalisation par l’ajout d’une coupure dépendante en énergie sur le Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ . La valeur de 18 pour le  $G_{\text{NSB}}$  a été choisie pour baisser suffisamment le seuil sans trop augmenter les incertitudes systématiques sur la normalisation du fond.

#### 8.3.1 NSB Goodness temporel dépendant en énergie

Afin d’appliquer une coupure dépendante en énergie sur le NSB Goodness temporel, une optimisation est nécessaire. Elle sera effectuée avec des photons simulés puis avec une analyse des données de PKS 2155-304 uniquement. La procédure d’optimisation est décrite dans la section 7.4.5.

#### Simulations

Pour l’optimisation utilisant des simulations Monte Carlo, l’excès  $N_\gamma$  est le résultat direct d’une analyse monoscopique de simulations similaires à celle de la section 8.2 (angle zénithal 0, indice spectral 3, angle de la source avec l’axe optique 1° et efficacité optique de janvier 2014). Les événements  $N_{\text{OFF}}$  sont issus des régions OFF de l’analyse Multiple OFF de PKS 2155-304 pour des acquisitions dont l’angle zénithal est compris entre 0° et 20°. Les événements de ces régions OFF permettent de calculer la probabilité d’uniformité du fond. Les événements  $N_{\text{ON}}$  des régions ON sont définis de la sorte :  $N_{\text{ON}} = N_\gamma - \alpha N_{\text{OFF}}$ . La significativité et le signal sur bruit découlent des événements  $N_{\text{ON}}$  et  $N_{\text{OFF}}$ . La figure 8.15 présente les distributions en deux

dimensions de ces différents résultats en fonction de Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  et de l'énergie. Elle montre en outre le résultat de l'optimisation pour une coupure minimum et maximum sur le Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ .

### PKS 2155-304

La figure 8.16 présente le même type de résultats que la figure 8.15. Seulement, cette fois,  $N_{\text{ON}}$  et  $N_{\text{OFF}}$  sont directement issus d'une analyse Multiple OFF du set d'acquisitions complet de PKS 2155-304, incluant des angles zénithaux supérieurs à  $20^\circ$ . L'excès, la significativité, le rapport signal sur bruit et la probabilité d'uniformité du fond en découlent. L'ajout des acquisitions à plus hauts angles zénithaux permet d'observer des énergies plus élevées rendant l'optimisation plus générale. Cependant l'injection de simulations devient plus délicate du fait de la grande variété d'angles zénithaux et ne sera pas présentée ici. Les résultats de l'optimisation sont présentés dans la figure 8.16 pour une coupure minimum et maximum.

### Conclusions

Le tableau 8.3 présente les valeurs des paramètres  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $E_1$  et  $E_2$  obtenues par optimisation d'un signal issu de simulations et de l'analyse de PKS 2155-304. Les paramètres sont similaires pour des énergies inférieures à 100 GeV. Mais les résultats du signal réel sont plus lâches à plus haute énergie, du fait de la grande variété d'angles zénithaux utilisés. Ces derniers, plus généraux, seront utilisés par la suite.

Le tableau 8.3 résume aussi les gains attendus par l'application des coupures. On observe que la coupure maximale donne des résultats similaires pour les deux optimisations. La coupure minimale par contre est nettement moins efficace en simulation. Ceci est dû à la divergence entre simulations et données pour les faibles valeurs de Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ , observée sur la figure 8.14 et qui doit donc être améliorée.

Dans la section suivante nous appliquerons les coupures minimum et maximum (notées E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ ) obtenues par l'optimisation sur un signal réel car elle s'adapte à tous les angles zénithaux.

#### Simulations

	$c_1$	$c_2$	$E_1$	$E_2$	$N_\sigma$	S/B	$N_\gamma$	$P_{\text{Unif}}$
$G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ minimum	-0.5	-3.5	100 GeV	200 GeV	-7.5%	+3.1%	-16.9%	+1.5%
$G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ maximum	1	3.5	145 GeV	245 GeV	+0.3%	+4.6%	-3.8%	-1.5%

#### PKS 2155-304

	$c_1$	$c_2$	$E_1$	$E_2$	$N_\sigma$	S/B	$N_\gamma$	$P_{\text{Unif}}$
$G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ minimum	-0.5	-4.5	120 GeV	245 GeV	+0.3%	+10.1%	-7.9%	+1.4%
$G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ maximum	1	6	170 GeV	245 GeV	+1.0%	+2.6%	-2.4%	+0.7%

TABLE 8.3 – Coupures sur le NSB Goodness temporel dépendante en énergie obtenues par optimisation sur des photons simulés (en haut) et sur les données de PKS 2155-304 (en bas). Gain en significativité ( $N_\sigma$ ), signal sur bruit (S/B), excès ( $N_\gamma$ ) et probabilité d'uniformité des régions OFF ( $P_{\text{Unif}}$ ) attendus après application des coupures.

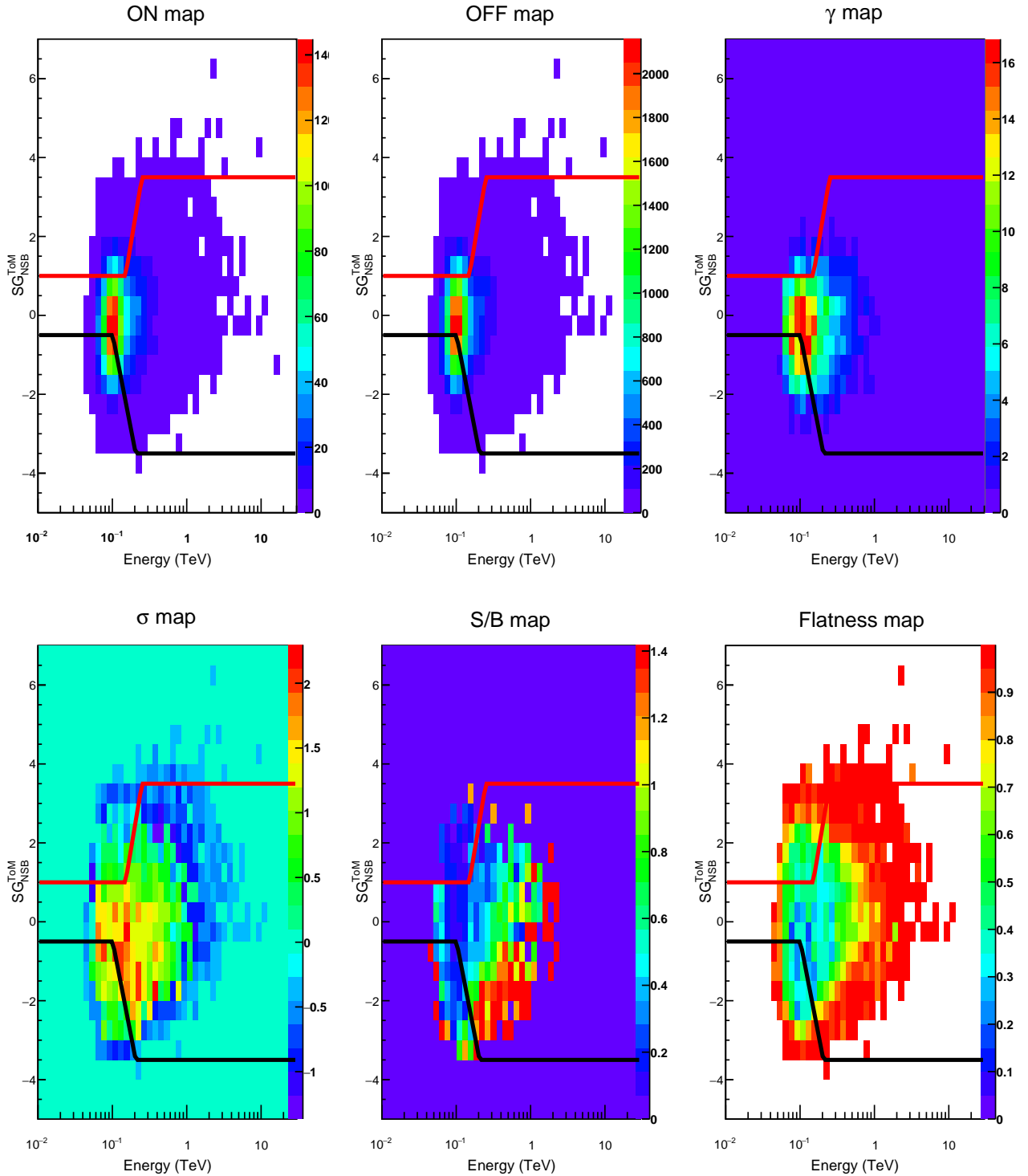


FIGURE 8.15 – Distributions du NSB Goodness temporel en fonction de l'énergie reconstruite pour des photons simulés ainsi que les événements des régions OFF d'une analyse Multiple OFF de PKS 2155. En Haut, de gauche à droite les couleurs représentent : les événements issus de la région ON (la source) ; les événements issus des régions OFF et l'excès. En bas, de gauche à droite : la significativité ; le rapport signal sur bruit ; l'uniformité de régions OFF. Les courbes rouges et noires sont respectivement les coupures maximum et minimum obtenus par l'optimisation présentée en section 8.3.1

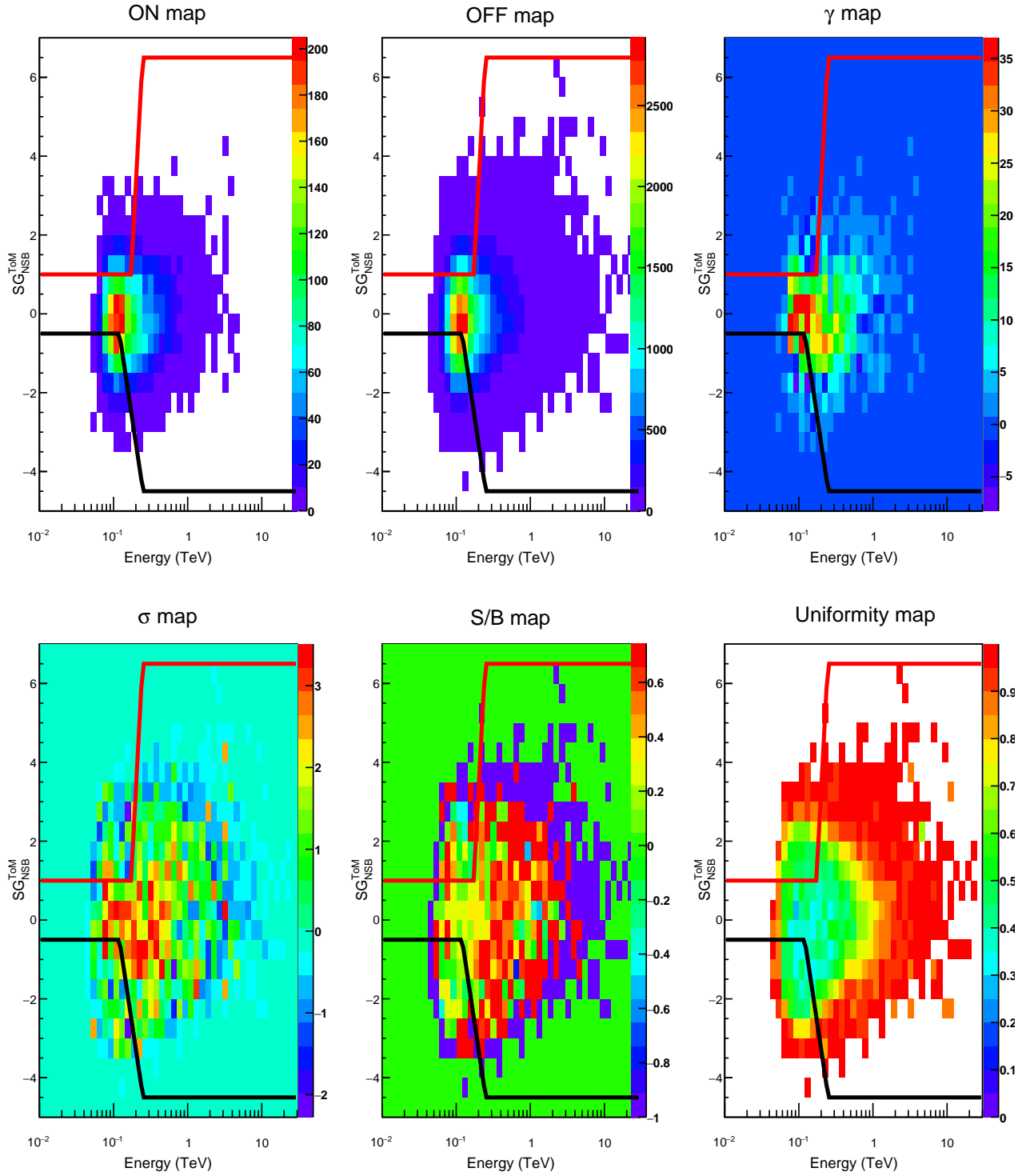


FIGURE 8.16 – Distributions du NSB Goodness temporel en fonction de l'énergie reconstruite pour les événements d'une analyse Multiple OFF de PKS 2155. En Haut, de gauche à droite les couleurs représentent : les événements issus de la région ON (la source) ; les événements issus des régions OFF et l'excès. En bas, de gauche à droite : la significativité ; le rapport signal sur bruit ; l'uniformité de régions OFF. Les courbes rouges et noires sont respectivement les coupures maximum et minimum obtenus par l'optimisation présentée en section 8.3.1

### 8.3.2 Résultats

Cette section est dédiée à la comparaison des résultats issus de la reconstruction monoscopique des événements de PKS 2155-304 avec les coupures *Loose*,  $G_{\text{NSB}} > 18$  et  $G_{\text{NSB}} > 18 + E. \text{ Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ .

La figure 8.17 présente les distributions de  $\theta^2$  pour les deux derniers sets de coupures. On observe, comme attendu, que l'application de la coupure temporelle augmente le rapport signal sur bruit et la significativité et diminue l'excès d'événements. De plus, la normalisation du fond est améliorée,

La figure 8.18 montre les cartes du ciel pour ces deux sets de coupures et les distributions de significativité du fond. Ces dernières présentent une amélioration de la normalisation du fond par l'application de la coupure temporelle, pour laquelle la largeur de la distribution de fond baisse et se rapproche de la valeur attendue de 1.

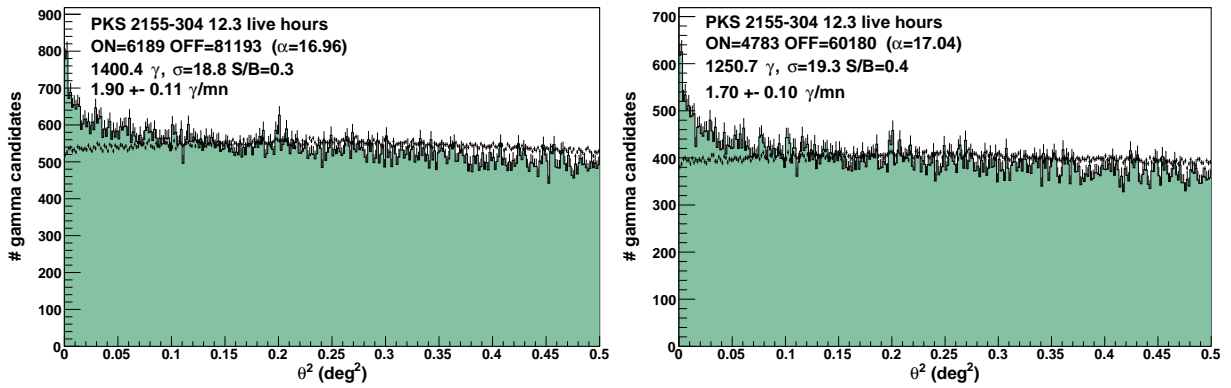


FIGURE 8.17 – Distributions de  $\theta^2$  issues des analyses monoscopiques de PKS 2155-304. Les événements des régions ON sont présentés par la ligne continue et le fond en vert. La distribution des événements des régions OFF est normalisée et indiquée par la ligne noire pointillée. A gauche, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18$ . A droite, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18 + E. \text{ Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ .

Ce résultat est confirmé par la figure 8.19 qui présente les cartes en significativité du fond de la région de PKS 2155-304, pour ces deux coupures. On observe des fluctuations du fond trop importantes pour un bruit de fond poissonnien. Elles s'amointrissent lors de l'application de la coupure temporelle.

Enfin, la figure 8.20 présente la distribution en énergie et les spectres ajustés par une loi de puissance de PKS 2155-304 pour les coupures *Loose*,  $G_{\text{NSB}} > 18$  et  $G_{\text{NSB}} > 18 + E. \text{ Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ . On observe que l'application de la coupure temporelle entraîne une baisse de l'excès à basse énergie, qui est cependant moins importante qu'en utilisant les coupures *Loose*. La reconstruction spectrale donne un indice similaire pour les trois sets de coupures. On observe un biais positif dans les trois cas près du seuil en énergie qui semble augmenter quand  $G_{\text{NSB}}$  passe à 18. Cette augmentation a été étudiée à la section 8.2.3.

Les résultats des trois sets de coupures sont résumés dans le tableau 8.4. L'utilisation des coupures  $G_{\text{NSB}} > 18 + E. \text{ Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  permet ainsi d'obtenir une normalisation du fond correcte et similaire à celle des coupures *Loose* tout en abaissant le seuil en énergie.

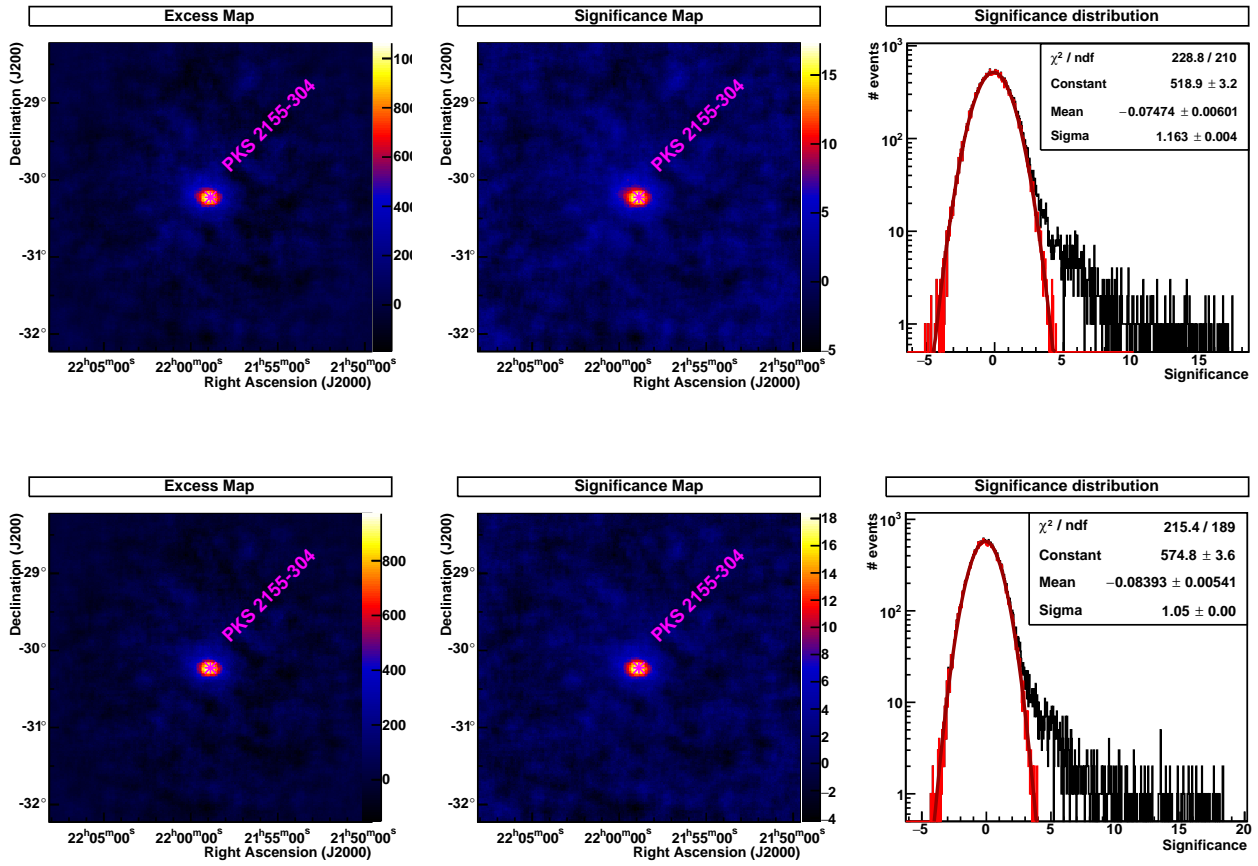


FIGURE 8.18 – Cartes en excès d'événements (à gauche) et en significativité (au centre) issues de l'analyse monoscopique de la région de PKS 2155-304. A droite, distribution de la significativité de la source en noir ( $0.4^\circ$  autour du centre de l'image) et du fond en rouge sur laquelle est ajustée une fonction gaussienne (en rouge foncé).

En haut, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18$ . En bas, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18 + E. \text{Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ .

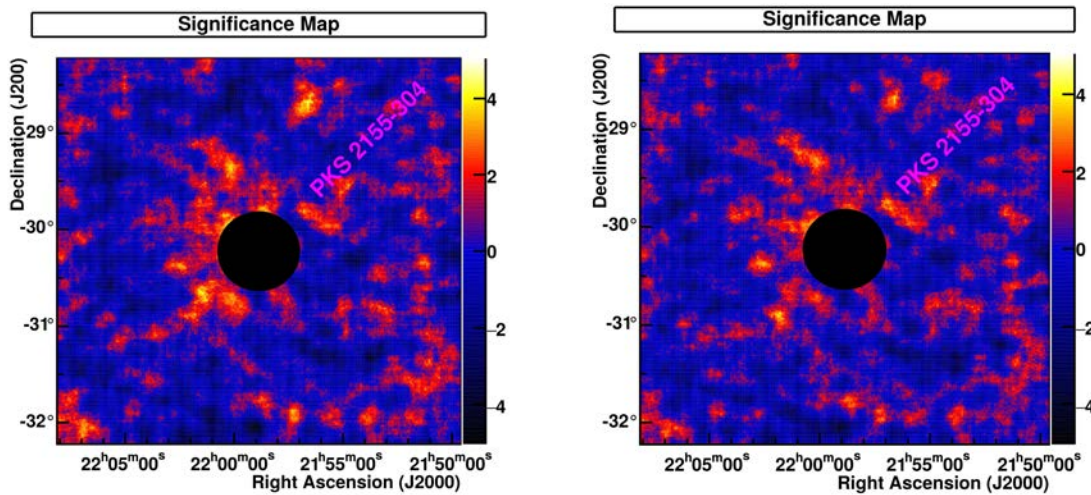


FIGURE 8.19 – Carte en significativité de la région de PKS 2155-304, où la région d'exclusion centrale ( $0.4^\circ$  autour de la source) a été retirée.

A gauche, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18$ . A droite, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18 + E. \text{Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ .



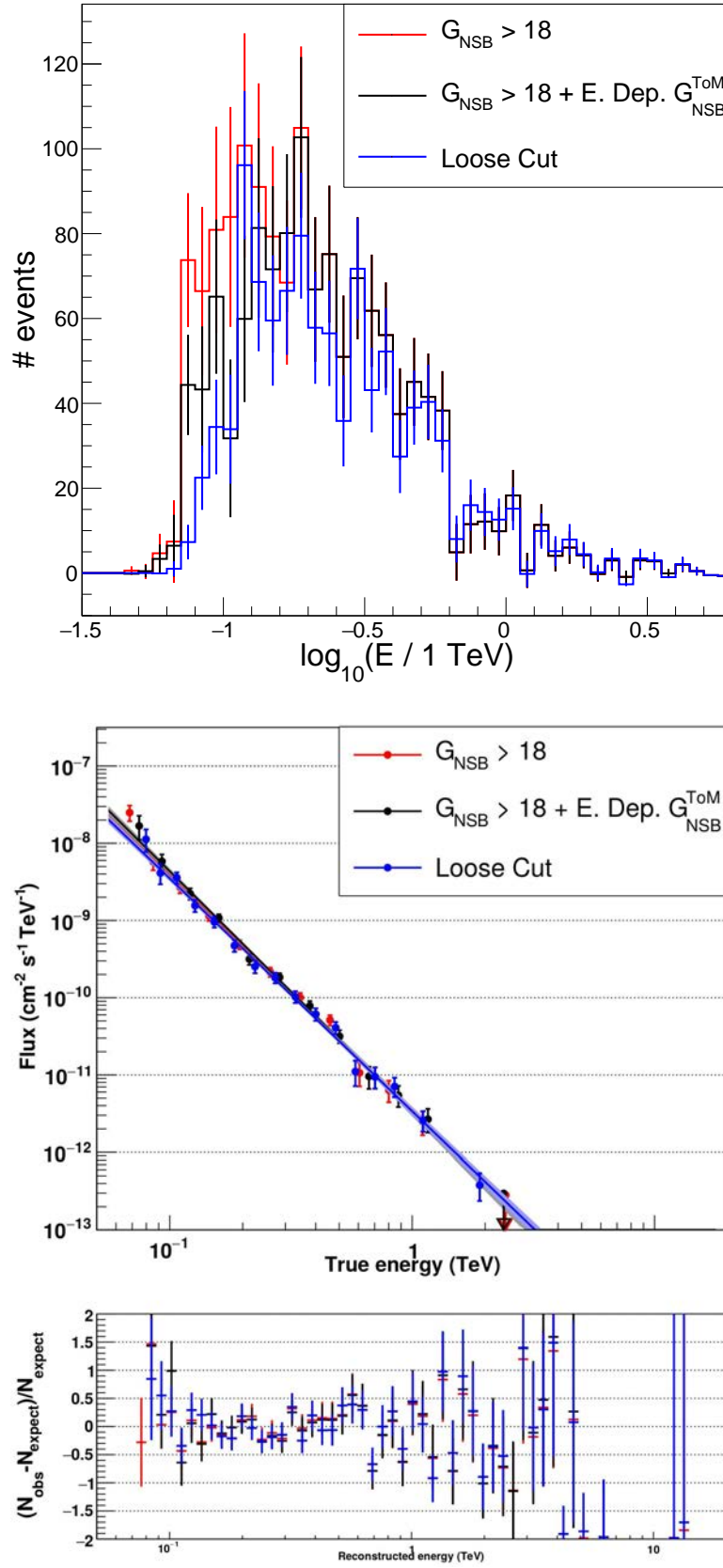


FIGURE 8.20 – Distributions de l'énergie reconstruite et spectres ajustés par une loi de puissance issus des analyses monoscopiques de PKS 2155-304. En bleu, coupure *Loose*. En rouge, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18$ . En noir, coupure  $G_{\text{NSB}} > 18 + \text{E. Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ .

## 8.4 Conclusion

Les études en simulations et l'analyse de PKS 2155-304 ont permis d'exclure l'analyse combinée dont les résultats sont pour le moment mal compris. Il en est de même pour la reconstruction spectrale de l'analyse stéréoscopique. Cependant, l'utilisation de cette dernière pour obtenir de cartes du ciel n'est pas rejetée, car elle présente une bonne normalisation du fond.

L'optimisation du Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  dépendant en énergie a permis de baisser le seuil en énergie comparé à celui obtenu par les coupures *Loose*. Cependant cela nécessite une coupure plus lâche sur le NSB Goodness en intensité qui est probablement responsable d'un résidu plus important de l'ajustement spectral près du seuil.

Pour aller plus loin, la création d'une nouvelle variable est nécessaire pour remplacer le NSB Goodness et corriger ses défauts. De plus, les simulations d'acquisition par acquisition en développement permettront une meilleure maîtrise de la reconstruction spectrale.

Coupures	$N_\sigma$	S/B	$N_\gamma$	$\sigma_{\text{OFF}}$	$E_{\text{threshold}}$	$\Gamma$
<i>Loose</i>	21.3	0.6	1009	0.98	$> 73 \text{ GeV}$	$2.90 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
$G_{\text{NSB}} > 18$	18.8	0.3	1400	1.16	$> 60 \text{ GeV}$	$2.94 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$
$G_{\text{NSB}} > 18$ + E. Dep. $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$	19.3	0.4	1250	1.05	$> 65 \text{ GeV}$	$2.99 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}$

TABLE 8.4 – Résultats de l'analyse de PKS 2155-304 pour les coupures *Loose*,  $G_{\text{NSB}} > 18$  et  $G_{\text{NSB}} > 18 + \text{E. Dep. } G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  où  $N_\sigma$  est la significativité de la source, S/B est le rapport de signal sur bruit,  $N_\gamma$  est l'excès d'événements,  $\sigma_{\text{OFF}}$  est la largeur de la distribution de significativité des régions OFF,  $E_{\text{threshold}}$  est le seuil en énergie et  $\Gamma$  est l'indice spectrale de la loi de puissance.



Quatrième partie

Observation du Centre Galactique

# Chapitre 9

## Observations multi-longueur d'onde

### Sommaire

<b>9.1</b>	<b>Le Centre Galactique en radio . . . . .</b>	<b>120</b>
<b>9.2</b>	<b>Le Centre Galactique en rayons X . . . . .</b>	<b>122</b>
<b>9.3</b>	<b>Le Centre Galactique en rayon gamma . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>9.4</b>	<b>La Zone Moléculaire Centrale . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>9.5</b>	<b>Le complexe Sgr A . . . . .</b>	<b>125</b>

Le Centre Galactique est situé à environ 8 kpc de la Terre. Les quelques centaines de parsecs centraux abritent un grand nombre de sources pouvant émettre à très haute énergie, tel que le trou noir supermassif Sgr A\*, de masse  $3.7 \times 10^6 M_{\odot}$ . Afin d'étudier en détails la morphologie de cette région, ce chapitre présentent les observations effectuées à différentes longueurs d'onde.

### 9.1 Le Centre Galactique en radio

La figure 9.1 présente une observation de la région à la longueur d'onde de 90 cm, qui montre aussi bien des émissions thermiques que non-thermiques. On peut voir que le Centre Galactique contient un très grand nombre de sources, ce qui rend difficile l'étude de la région. On peut citer par exemple trois amas d'étoiles massives présents dans cette région, dont deux à 35 pc de Sgr A\* (l'amas des Arches et le Quintuplet).

D'autre part, de nombreux restes de supernova (SNR sur la figure 9.1) semblent confirmer que la région présente un grand potentiel pour l'accélération des rayons cosmiques. On constate aussi la présence de nombreux complexes moléculaires géants tels que Sgr B2 et Sgr C qui forment ce qu'on appelle la Zone Moléculaire Centrale. D'autres sources sont aussi observées telles que des nébuleuses de pulsar ou des systèmes binaires. On notera la nébuleuse de pulsar G0.9+0.1 qui a été détectée à très haute énergie par H.E.S.S. [Aharonian, 2005c].

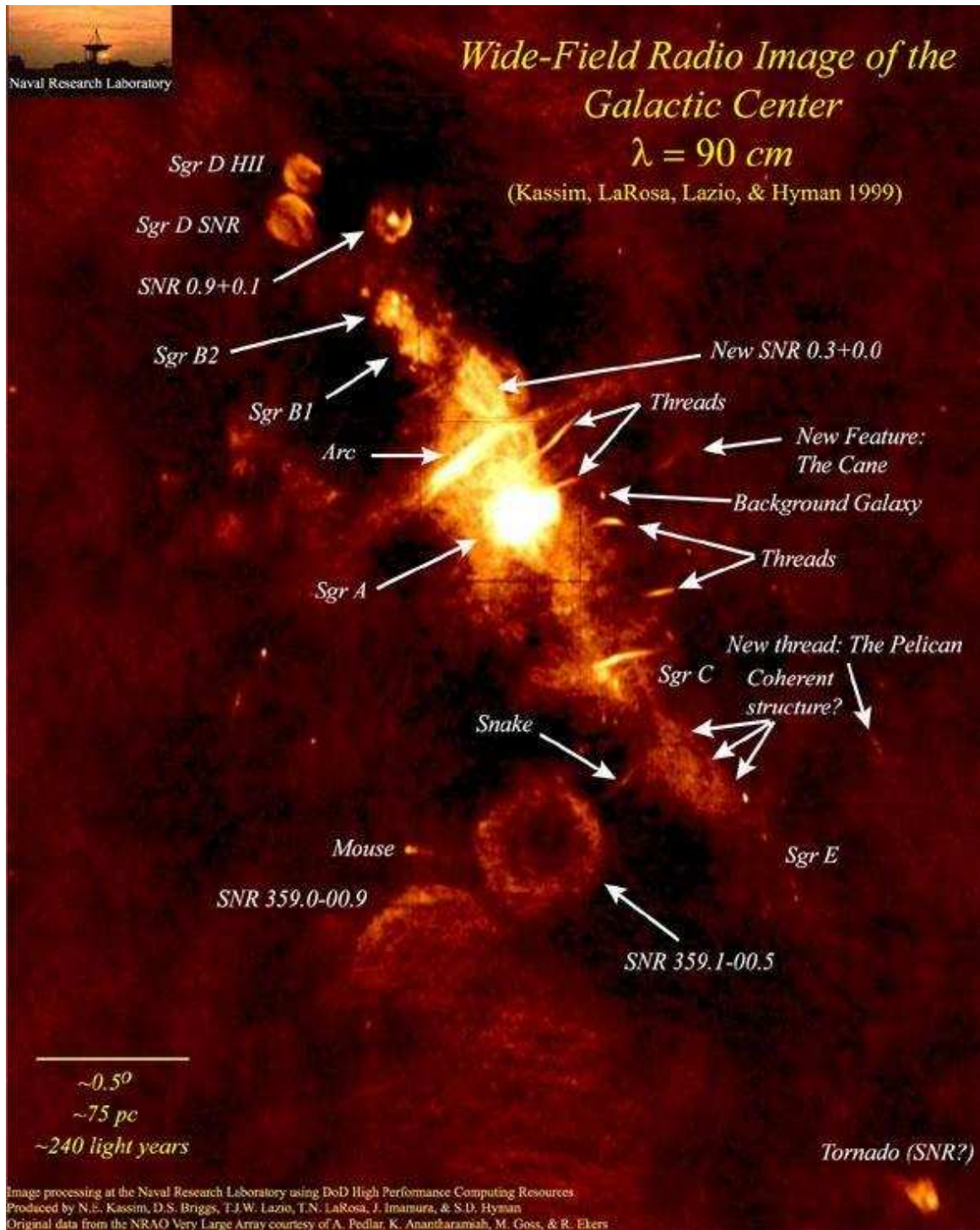


FIGURE 9.1 – Carte du ciel à la longueur d'onde 90 cm, de  $4^\circ \times 5^\circ$  autour du Centre Galactique réalisée par le télescope VLA (1986-1989)

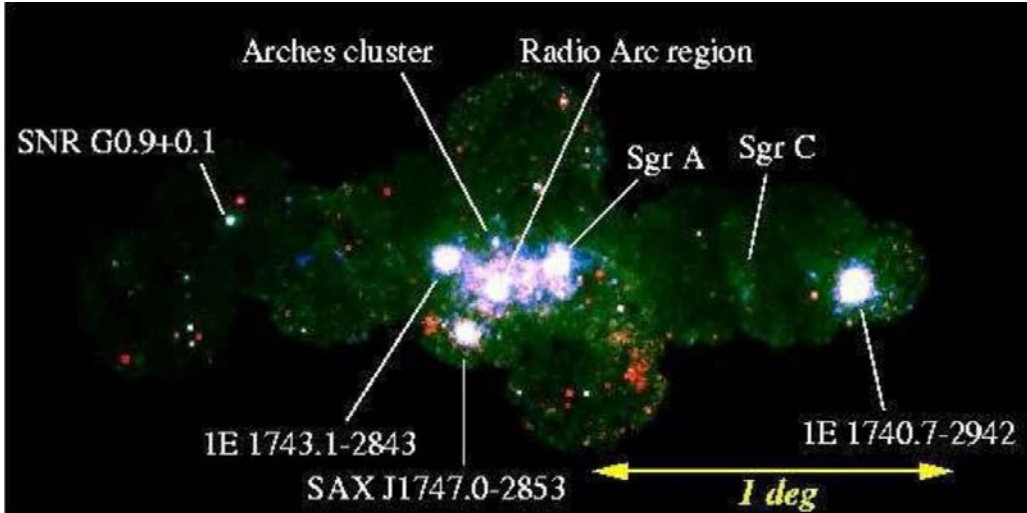
## 9.2 Le Centre Galactique en rayons X

La figure 9.2 présente les observations du Centre Galactique par les satellites Chandra et XMM-Newton en rayons X mous (de l'ordre du keV). Plusieurs milliers de sources ponctuelles ont été découvertes dans cette région, dont le complexe Sgr A et la nébuleuse de pulsar G0.9+0.1. D'autre part, une émission diffuse fortement asymétrique a été observée, qui serait d'origine thermique et non-thermique.

La figure 9.3 montre une carte en significativité du Centre Galactique observé en rayons X mous (entre 20 et 40 keV ici) par l'expérience INTEGRAL. Six sources apparaissent dans les  $2^\circ$  autour de Sgr A. En particulier, IGR J17456-2901 a une position compatible avec le trou noir Sgr A\*. La source IGR J17475-2822 n'est toujours pas identifiée, mais pourrait correspondre au nuage moléculaire Sgr B2.



(a) Le Centre Galactique vu par le satellite Chandra entre 1 et 8 keV [Muno, 2009].



(b) Le Centre Galactique vu par le satellite XMM-Newton entre 2 et 9 keV [Sakano, 2003].

FIGURE 9.2 – Images de la région du Centre Galactique en rayons X mous. Les cartes sont en coordonnées galactiques.



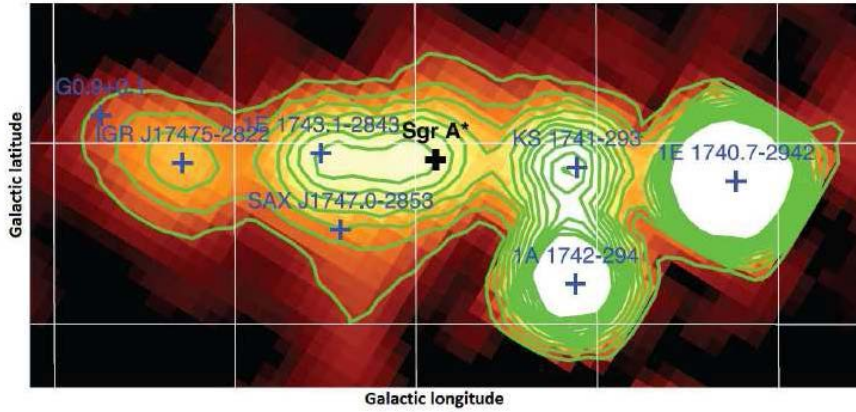


FIGURE 9.3 – Carte de significativité de la région du Centre Galactique entre 20 et 40 keV obtenue par l'instrument IBIS/ISGRI de l'expérience INTEGRAL [Belanger, 2006]. La carte est en coordonnées galactiques avec un espacement de  $0.5^\circ$  entre chaque ligne de la grille.

### 9.3 Le Centre Galactique en rayon gamma

L'émission gamma provenant de la direction du Centre Galactique a pour la première fois été détectée par le satellite EGRET entre 100 MeV et 10 GeV (3EG J1746-2852). Cette détection a été confirmée au TeV par les expériences d'imagerie Cherenkov CANGAROO-II en 2003 [Tsuchiya, 2004], puis VERITAS [Kosack, 2004] et H.E.S.S. [Aharonian, 2004a] en 2004 et enfin MAGIC [Albert, 2006] en 2006. L'observation du Centre Galactique par H.E.S.S sera étudiée en détail au chapitre suivant.

Le télescope LAT du satellite Fermi observe une source au Centre Galactique entre 300 MeV et 300 GeV [Abdo, 2009] et [Nolan, 2011] mais aucune conclusion n'a pu être tirée du fait du fort fond de gamma diffus présent dans la région.

### 9.4 La Zone Moléculaire Centrale

La distribution des nuages moléculaires le long du plan galactique est tracée par les raies millimétriques de leur émission CO ou CS. La figure 9.4 est un relevé de l'émission CS dans la région du Centre Galactique, montrant l'extension de la distribution des nuages moléculaires. On observe une densité importante de nuages moléculaires sur environ 200 pc de chaque côté du Centre Galactique, dont quatre zones de densité plus élevée : Sgr A, Sgr B1, Sgr B2 et Sgr C.

D'autre part, de nouvelles mesures de la densité du gaz dans les nuages moléculaires géants ont été produites par Herschel en 2011, dérivant des émissions de l'hydrogène ( $\text{H I}$ ,  $\text{H II}$  et  $\text{H}_3^+$ ) dans l'infrarouge lointain [Molinari, 2011], qui montrent que la région  $0.6^\circ < l < 0.8^\circ$ , correspondant au nuage moléculaire géant Sgr B2, est beaucoup plus dense que ce qui avait été estimé par les émissions de CS. En effet, les émissions CS ont tendance à sous-estimer la densité du fait de l'auto absorption de leur raie d'émission.

La figure 9.5 issue de [Molinari, 2011] montre une image en densité de colonne de la région du Centre Galactique issue des émissions de photons à  $250 \mu\text{m}$  faisant apparaître une forme en anneau elliptique et tordu pour la Zone Moléculaire Centrale entre Sgr B2 et Sgr C ( $-0.6^\circ < l$



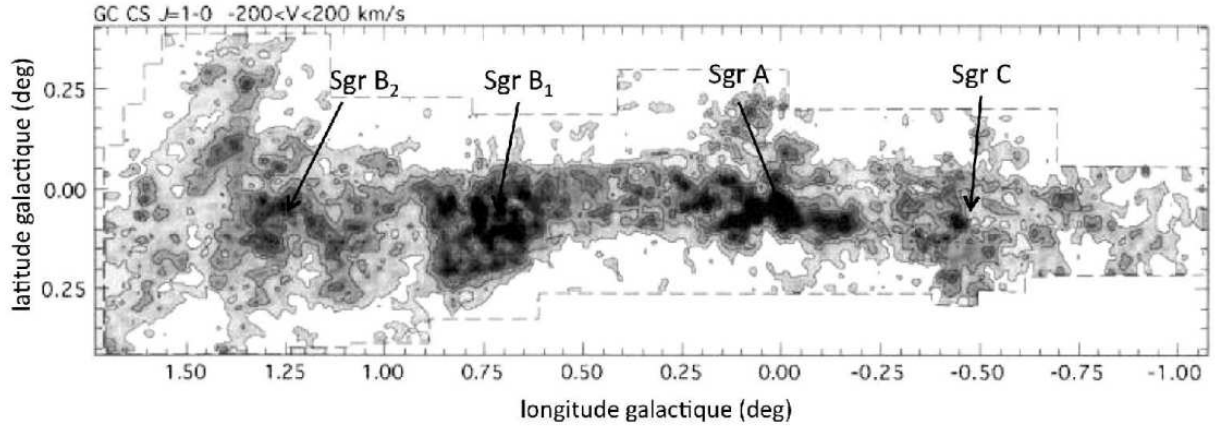


FIGURE 9.4 – Relevé de l'émission CS dans la région du Centre Galactique. Les axes sont en coordonnées galactiques. Figure adaptée de [Tsuboi, 1999].

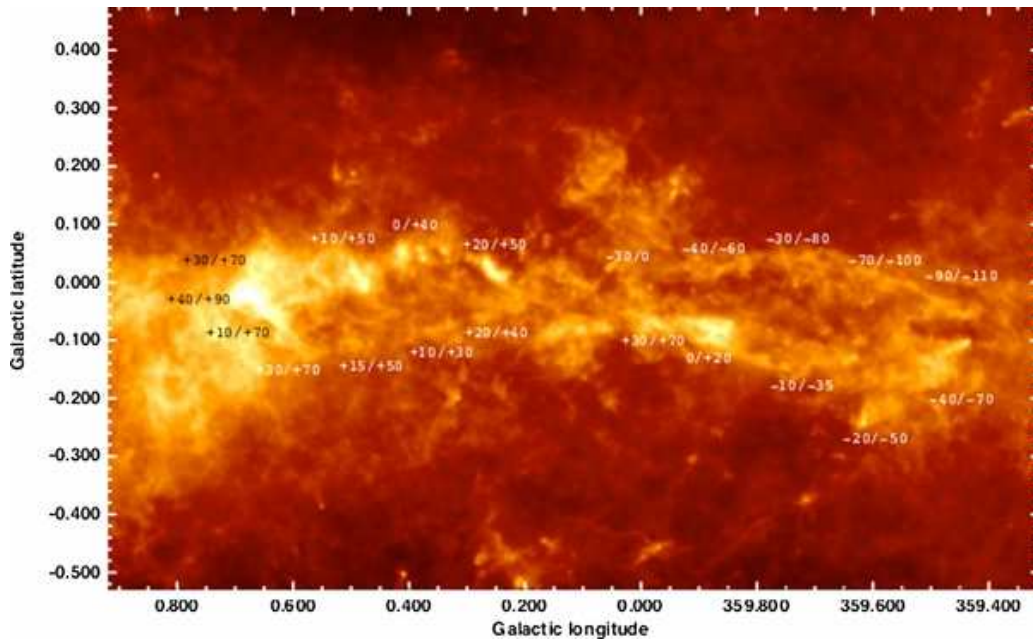


FIGURE 9.5 – Cartes en densité de colonne de la Zone Moléculaire Centrale pour  $l \in [-0.75^\circ, +0.87^\circ]$  et  $b \in [-0.5^\circ, +0.5^\circ]$  issue de l'observation à  $250 \mu\text{m}$  par le télescope SPIRE de l'observatoire Herschel.

$< -0.4^\circ$ ). Sur cette dernière image, les couleurs présentent une échelle logarithmique de densité de colonne allant de  $4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  dans les régions les plus sombres à  $4 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$  dans les régions les plus brillantes. La région Sgr B2 présente une très forte densité (environ 20% de la Zone Moléculaire Centrale) qui était sous-estimée par l'observation des émissions de CS.

## 9.5 Le complexe Sgr A

En se rapprochant du complexe Sgr A, la région comprise dans un rayon d'une dizaine de pc autour du Centre Galactique (soit environ  $0.1^\circ$ ), on observe aussi plusieurs sources qui sont résumées par le schéma de la figure 9.6.

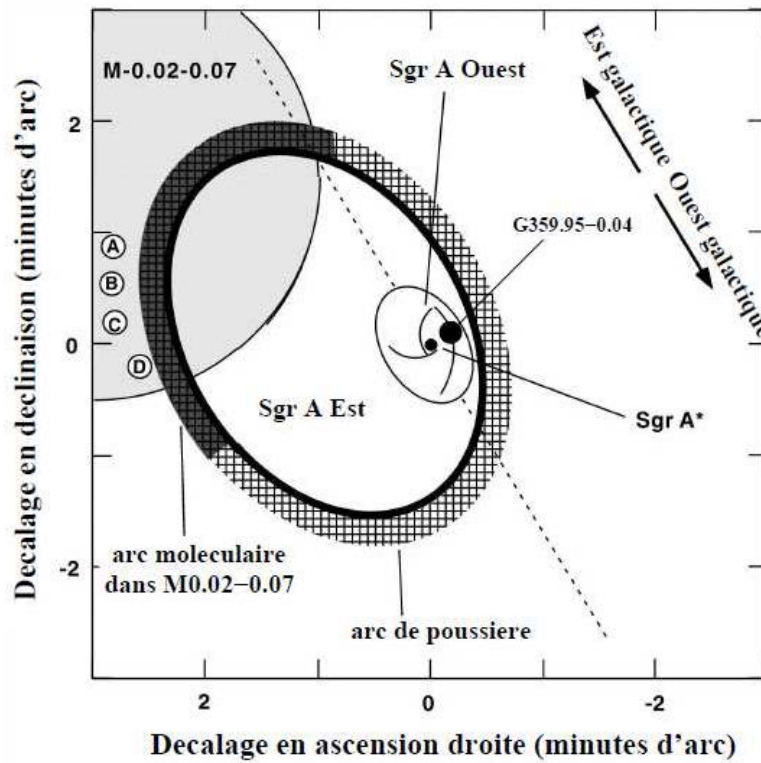


FIGURE 9.6 – Schéma du complexe Sgr A. Les axes représentent les décalages en minutes d'arc par rapport à la position de Sgr A\*, en coordonnées équatoriales. La ligne pointillée représente le plan galactique. Sgr A\* est au centre de la région Sgr A Ouest formée de 3 bras spiraux et entourée par une cavité moléculaire. Sgr A Est entoure Sgr A Ouest mais son centre est décalé de  $50''$ . La coquille du reste de supernova est entourée par un arc de poussière et un arc moléculaire. Le nuage moléculaire M-0.02-0.07 se trouve à l'est galactique de Sgr A Est. Sur le bord Est de Sgr A Est se trouve une chaîne de régions HII notées de A à D. Image tirée de [Maeda, 2002].

### Le trou noir supermassif Sgr A\*

La source Sgr A\* a été découverte en radio dans les années 50. L'hypothèse selon laquelle cette source est issue d'un trou noir a été proposée dans les années 70. Sa position a été déterminé par les observations radio [Yusef-Zadeh, 1999] :  $l = -0.0560^\circ$  et  $b = -0.0461^\circ$  en coordonnées galactiques. Sa masse centrale contenue dans un rayon de 45 ua est estimée à  $(3.7 \pm 0.2) \times 10^6 M_\odot$  par l'étude de la dynamique des étoiles se déplaçant dans le voisinage du trou noir.

### Le reste d'une supernova Sgr A Est

Situé à environ 2 pc de Sgr A\*, le reste de supernova Sgr A Est émet principalement en radio par processus synchrotron. La supernova dont elle est issue aurait explosé il y a 4000 à 10000 ans. Les expériences d'imagerie X Chandra [Maeda, 2002] et XMM-Newton [Sakano, 2004] ont fourni des images à haute résolution de Sgr A Est et mesuré les abondances des éléments lourds. L'observation d'une coquille en radio associée à une émission X contenue à l'intérieur de cette coquille suggère que Sgr A Est est un reste de supernova de type morphologie mixte.

### La région de Sgr A Ouest

Le deux parsecs centraux de la galaxie contiennent du gaz hautement ionisé qui forme une minispirale tournant autour du trou noir Sgr A\* avec une vitesse de  $105 \text{ km s}^{-1}$ . A 3 pc autour du centre, se trouve une cavité moléculaire qui entoure la structure de minispirale.

### La nébuleuse de pulsar G359.95-0.04

La nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 a été découverte en 2006 [Wang, 2006] très proche du Centre Galactique ( $\simeq 0.4 \text{ pc}$ ) grâce au donnée de Chandra. La diffusion inverse Compton du vent de leptons émis sur le champ dense de photons ambiant pourrait expliquer l'émission au TeV observée dans la direction du Centre Galactique.

# Chapitre 10

## Centre Galactique observé par H.E.S.S

### Sommaire

---

<b>10.1 Centre Galactique observé par la phase I de H.E.S.S . . . . .</b>	<b>127</b>
10.1.1 Sources ponctuelles et émission diffuse au Centre Galactique . . . . .	127
10.1.2 Nouvelle mesure de la position de HESS J1745-290 . . . . .	130
10.1.3 Spectre de HESS J1745-290 . . . . .	131
<b>10.2 Centre Galactique observé par la phase II de H.E.S.S . . . . .</b>	<b>131</b>
10.2.1 Sélection des acquisitions d'observation . . . . .	131
10.2.2 Analyses standards . . . . .	133
10.2.3 Application de la coupure temporelle . . . . .	133
10.2.4 Analyse spectrale . . . . .	136

---

### 10.1 Centre Galactique observé par la phase I de H.E.S.S

Depuis 2004, H.E.S.S. a lancé une campagne de prise de données du plan Galactique pointant dans les intervalles  $l \in [-120^\circ, +80^\circ]$  et  $b \in [-5^\circ, +5^\circ]$ , où  $l$  et  $b$  sont respectivement la longitude et la latitude en coordonnées galactiques. Les mesures prises (runs) ont scanné le ciel sur trois bandes de latitude  $-1^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $1^\circ$ , chaque run étant espacé de  $0.7^\circ$  en longitude. Les premiers runs effectués par H.E.S.S. en 2004 se sont principalement concentrés sur les régions internes du plan Galactique ( $l \in [-30^\circ, +30^\circ]$ ). En particulier, plus de 200 heures ont été consacrées au degré central (soit  $\simeq 100$  pc autour du Centre Galactique).

#### 10.1.1 Sources ponctuelles et émission diffuse au Centre Galactique

En 2004, la collaboration H.E.S.S. publie la découverte d'une émission à très haute énergie en provenance du Centre Galactique [Aharonian, 2004a]. Deux ans plus tard, H.E.S.S. rapporte la découverte d'une émission diffuse à très haute énergie dans le secteur du Centre Galactique [Aharonian, 2006]. Les figures 10.1, 10.2 et 10.3 sont issues de cet article. La figure 10.1.a montre en effet deux sources ponctuelles : HESS J1745-290 et la nébuleuse de pulsar G0.9+0.1

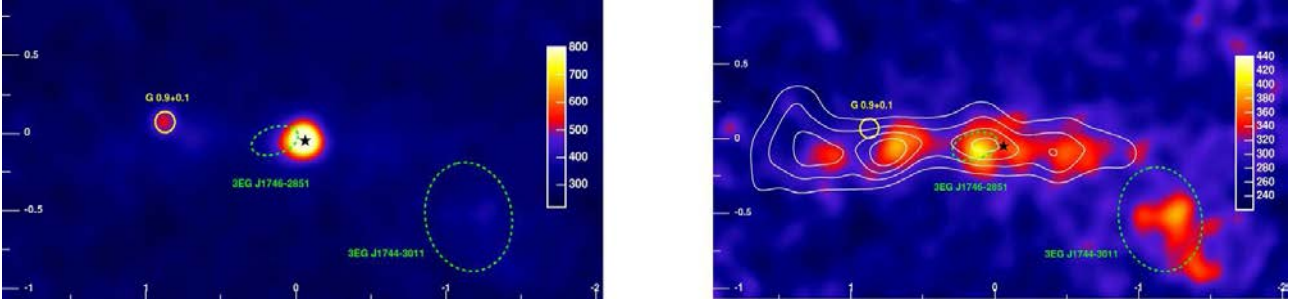


FIGURE 10.1 – a) Gauche : carte du Centre Galactique en nombre de photons, sur laquelle apparaissent deux sources ponctuelles à très haute énergie. b) Droite : la même carte après soustraction des sources ponctuelles. Les traits pointillés verts représentent la position de deux sources non identifiées observées par le satellite EGRET. Les contours blancs montrent les émissions de CS.

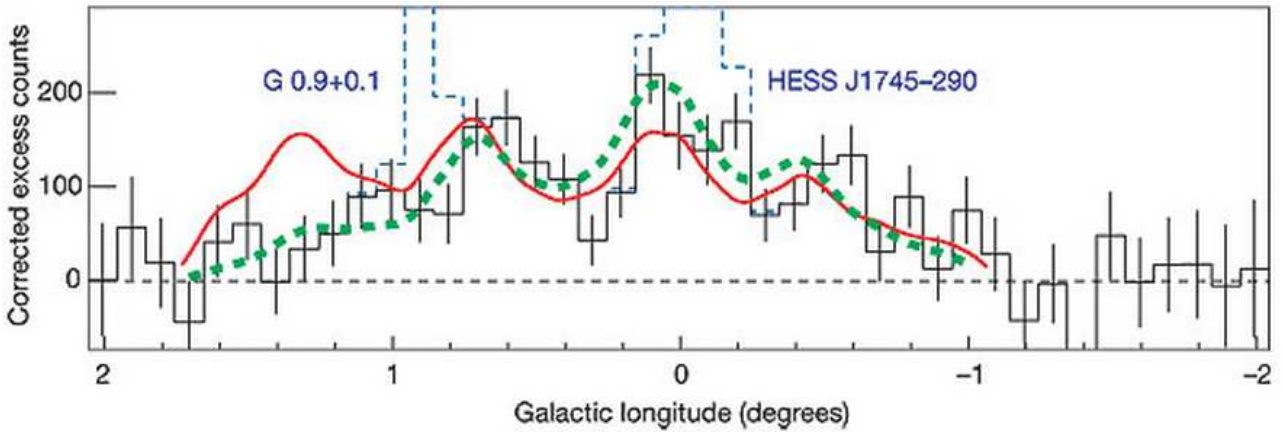


FIGURE 10.2 – Distribution en gamma projetée sur la longitude Galactique (ligne noire). La ligne rouge montre la densité du gaz moléculaire calculée par les émissions de CS. Les pointillés verts montrent le flux de photons attendu si la densité de rayons cosmiques est décrite par une gaussienne centrée en  $l=0^\circ$

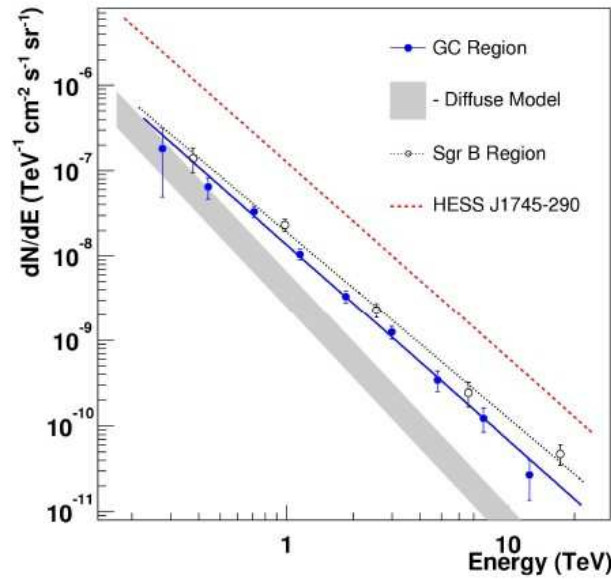


FIGURE 10.3 – Spectre de l’émission gamma issu du Centre Galactique (en bleu), de la région de Sgr B (cercle vide), de HESS J1745-290 (en pointillés rouge) comparé avec le modèle du spectre gamma tel qu’il aurait été si le flux de rayons cosmiques autour du Centre Galactique était le même que le flux reçu sur Terre (bande grisée)

découverte en 2005 [Aharonian, 2005d]. Une procédure d’ajustement de la position situe alors la source HESS J1745-290 en compatibilité spatiale avec le trou noir Sgr A\* et le reste de supernova Sgr A Est (la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 n’avait pas encore été découverte). Après soustraction de ces deux sources ponctuelles, deux structures étendues apparaissent et sont présentées sur la figure 10.1.b.

La première est en coïncidence spatiale avec la source non identifiée 3EG J1744-3011 détectée au GeV par EGRET, la seconde est une émission diffuse s’étendant sur environ  $2^\circ$  en longitude et  $0.2^\circ$  en latitude. Le spectre gamma reconstruit de cette dernière région ( $|l| < 0.8^\circ$  et  $|b| < 0.3^\circ$ ) après extraction des sources ponctuelles est décrit par une loi de puissance d’indice  $\Gamma = 2.29 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}$ . De plus, la position et l’étendue de cette émission diffuse est en corrélation avec les nuages moléculaires géants ( $|l| < 1.5^\circ$  et  $|b| < 0.25$ ), dont la densité, calculée par l’étude de l’émission des molécules de CS, est tracée sur la figure 10.1.b par des lignes blanches continues.

La corrélation entre les nuages moléculaires et l’émission de photons à très hautes énergies (voir les figures 10.1.b et 10.2) a amené les chercheurs à penser que ces photons sont issus de l’interaction des rayons cosmiques avec la matière des nuages moléculaires et d’autre part à faire l’hypothèse que la densité des rayons cosmiques dans la région est uniforme en première approximation. En outre, l’indice spectral de cette émission diffuse est le même que celui de la source proche HESS J1745-290 (voir la figure 10.3), ce qui suggère que les rayons cosmiques interagissant avec les nuages sont issus de cette source. En effet, le flux des rayons gamma à 1 TeV est entre 3 et 9 fois plus élevé que celui attendu pour un flux de rayons cosmiques équivalent à celui observé sur Terre (fig. 10.3). L’énergie nécessaire pour accélérer ce surplus de rayons cosmiques est d’environ  $10^{43}$  J, soit environ 10% de l’énergie disponible dans une

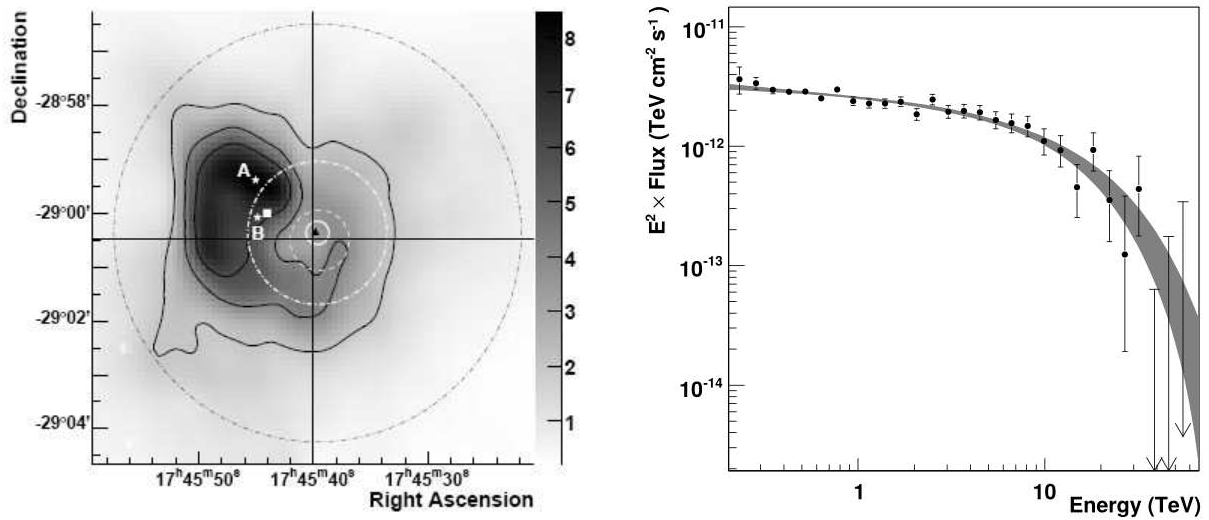


FIGURE 10.4 – A gauche, carte des 20 pc autour du Centre Galactique en radio à 90 cm par le télescope VLA. L'émission radio (synchrotron) de Sgr A Est est représentée par les niveaux de gris et les contours noirs. La croix noire représente la position de Sgr A\*. Le cercle blanc représente la nouvelle position de HESS J1745-290. Le cercle blanc pointillé représente la dernière mesure de sa position. A droite, spectre en énergie de HESS J1745-290 observé par H.E.S.S. et ajusté par une loi de puissance à coupure exponentielle.

supernova.

Cette dernière conclusion a permis d'émettre l'hypothèse que le reste de supernova Sgr A Est (en coïncidence spatiale avec HESS J1745-290) serait à l'origine du surplus de rayons cosmiques présent dans la région. Cette hypothèse est renforcée par un calcul de diffusion de protons au TeV qui seraient accélérés par Sgr A Est. D'après ce calcul environ 10 000 ans seraient nécessaires pour remplir la région  $|l| < 1^\circ$ , ce qui serait à peu près l'âge estimé de Sgr A Est. En effet, un déficit d'émission gamma dans la région  $l \simeq 1.3^\circ$  par rapport à la densité calculée des nuages moléculaires (voir figure 10.2) montrerait que les protons n'auraient pas eu le temps de diffuser jusqu'à cette région.

### 10.1.2 Nouvelle mesure de la position de HESS J1745-290

En 2010 un nouvel article de la collaboration H.E.S.S. [Acero, 2010b] est publié, présentant une nouvelle mesure de la position de HESS J1745-290. Cette mesure a été faite en améliorant considérablement l'erreur systématique due à la précision de pointé de H.E.S.S.. L'erreur est ainsi descendue de  $20''$  à  $6''$  par axe.

La figure 10.4 issue de [Acero, 2010b] montre la nouvelle mesure de la position de HESS J1745-290 (cercle blanc) ainsi que l'ancienne mesure présentée dans [Aharonian, 2006] (cercle pointillé blanc). Cette mesure exclut Sgr A Est (dont l'émission radio est représentée par un contour noir) de la source à très haute énergie et place HESS J1745-290 en coïncidence avec le trou noir Sgr A\* (grande croix noire) et la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 (triangle noir). En effet, on voit bien que HESS J1745-290 se situe à un endroit où l'émission radio de Sgr A Est est très faible comparée au maximum de cette émission (étoile blanche marquée A).



Ces nouvelles données tendent à contredire le raisonnement fait dans [Aharonian, 2006] donnant Sgr A Est comme la source des rayons cosmiques dans cette région de la Galaxie (voir section 10.1.1).

### 10.1.3 Spectre de HESS J1745-290

En 2009, H.E.S.S. publie une étude spectrale de HESS J1745-290 fondée sur les données prises entre 2004 et 2006 [Aharonian, 2009]. La figure 10.4 présente le spectre obtenu après ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle, dont la norme  $\Phi_0$ , l'indice spectral  $\Gamma$  et l'énergie de la coupure exponentielle  $E_{\text{cut}}$  sont présentés ci-dessous :

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= (2.55 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.40_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \Gamma &= 2.10 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{syst}} \\ E_{\text{cut}} &= 15.7 \pm 3.4_{\text{stat}} \pm 2.5_{\text{syst}} \text{ TeV}\end{aligned}\tag{10.1}$$

Plusieurs mécanismes peuvent expliquer ce spectre. Tout d'abord l'accélération stochastique des électrons en interaction avec le champ magnétique turbulent de la région [Liu, 2005] a été invoqué pour expliquer l'émission au millimètre et reproduisant les observations en rayons infrarouges et X. Ce modèle considère que les particules sont accrétées dans le trou noir Sgr A\* et prédit une échappée de protons depuis le disque d'accrétion ainsi que leur accélération. L'émission gamma proviendrait alors de la collision inélastique des protons avec le milieu interstellaire dense produisant des mésons  $\pi_0$ .

D'autre part, il existe aussi un modèle de diffusion vers l'extérieur sur des centaines parsec autour de Centre Galactique (dépendant en énergie) [Aharonian, 2005b].

Enfin des modèles présentant la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 comme contrepartie de HESS J1745-290 sont envisagés [Wang, 2006] [Hinton, 2006] impliquant une émission inverse Compton provenant d'électrons d'énergie allant jusqu'à 100 TeV. Cette émission pourrait être responsable d'au moins une fraction de l'émission gamma observée.

## 10.2 Centre Galactique observé par la phase II de H.E.S.S

### 10.2.1 Sélection des acquisitions d'observation

La sélection des observations a été effectuée de manière identique à celle présentée à la section 8.1.2 et a permis d'obtenir 10.6 heures d'observation corrigées du temps mort réparties sur trois périodes d'observation.

Seuls les spectres issus d'une reconstruction monoscopique seront présentés. C'est pourquoi seule l'étude de l'efficacité optique absolue de CT5 présentée sur la figure 10.5 est nécessaire. En la comparant avec l'efficacité de référence de CT5 (soit 10.9%), on peut observer que l'efficacité optique décroît à environ 77% et jusqu'à 74% de celle de référence. Ceci représente un bais maximum de 5% comparé avec les tables de surfaces effectives issus de simulations à 78.4% d'efficacité optique. Ce biais est négligeable comparé aux erreurs systématiques dues à l'atmosphère.

La distribution de l'angle zénithal moyen par acquisition ainsi que celle de l'angle entre l'axe optique et la source sont présentées dans la figure 10.6. Un taux de NSB moyen d'environ



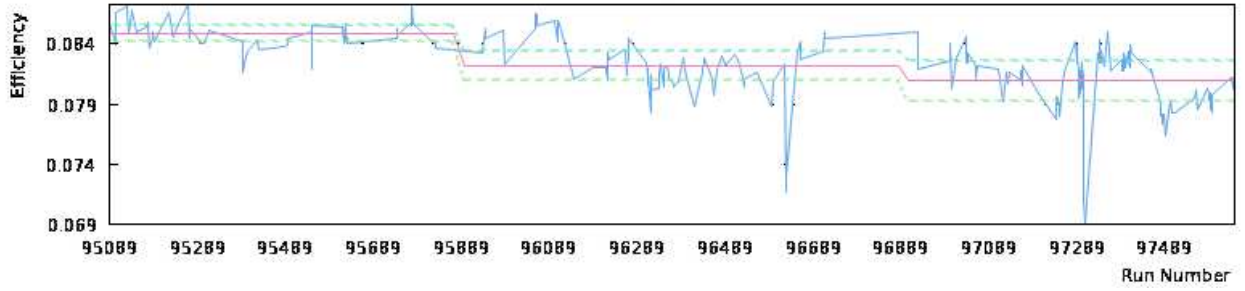


FIGURE 10.5 – Évolution de l'efficacité optique absolue de CT5 en fonction du numéro d'acquisition sur la période sélectionnée pour l'étude du Centre Galactique.

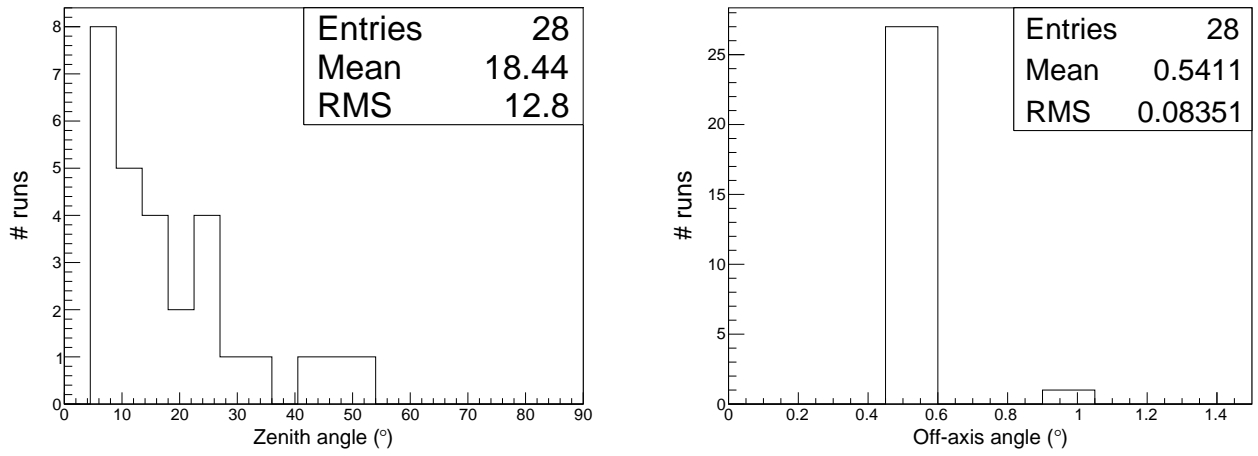


FIGURE 10.6 – Distribution de l'angle zénithal moyen (à gauche) et de l'angle entre la source et l'axe optique (à droite) de chaque acquisition sélectionnée.

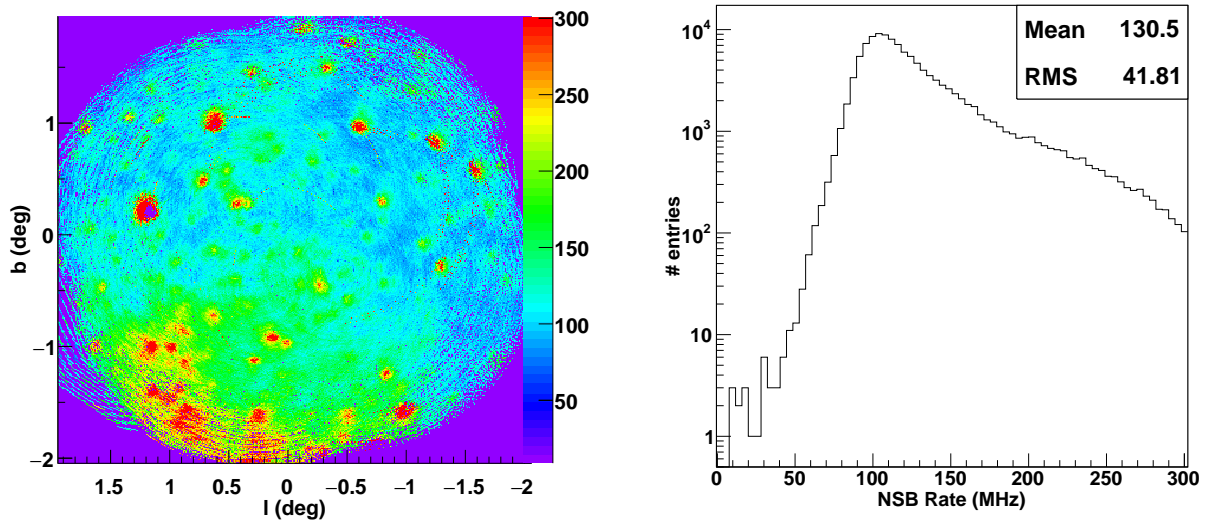


FIGURE 10.7 – Taux de bruit de fond du ciel issu de l'analyse des distributions de piédestaux de la chaîne de haut gain pour les pixels de la caméra de CT5. À gauche, distribution du taux de NSB sur le champ de vue (en coordonnée galactique). À droite, projection de cette distribution.

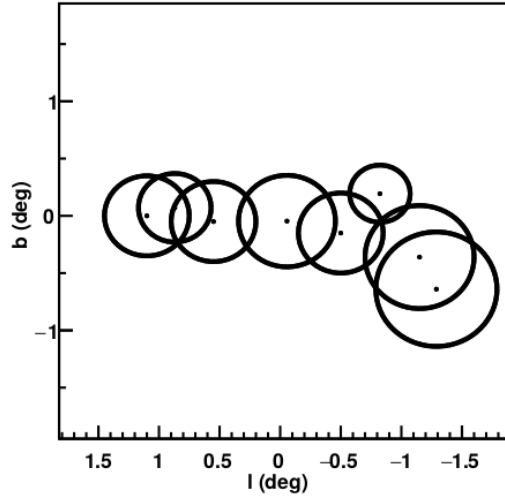


FIGURE 10.8 – Carte en coordonnées galactiques des régions d'exclusion utilisées pour les analyses de la région du Centre Galactique

130 MHz est mesuré et sa distribution sur le champ de vue de CT5 est présentée sur la figure 10.7. On observe en outre un fort gradient de NSB.

Les régions d'exclusion adoptées pour l'analyse sont similaires à celles utilisées dans [Parsons, 2015] et sont représentées sur la figure 10.8.

### 10.2.2 Analyses standards

Les figures 10.9 et 10.10b présentent les cartes et les distributions de  $\theta^2$  obtenues par les analyses monoscopique et stéréoscopique utilisant les coupures *Standard* et *Loose*. La source centrale HESS J1745-290 est détectée avec une significativité d'environ  $10\sigma$  via l'analyse monoscopique et  $18\sigma$  via l'analyse stéréoscopique. La nébuleuse de pulsar G0.9+0.1 est observée avec une significativité d'environ  $3\sigma$  pour l'analyse stéréoscopique, ce qui est explicable par le faible temps d'observation considéré ici. Elle n'est pas visible avec l'analyse monoscopique. De même, l'émission diffuse n'est pas observée.

La normalisation du fond de l'analyse stéréoscopique est bien effectuée pour les deux types de coupures. De même, pour l'analyse monoscopique avec les coupures *Standard*. Cependant l'analyse monoscopique avec les coupures *Loose* présente une distribution de significativité des événements OFF avec une largeur de  $1.12\sigma$ , supérieure à celle attendue par un modèle de fond poissonnien. C'est pourquoi dans la suite du chapitre nous ne tenterons pas de baisser la coupure sur le NSB Goodness et appliquerons directement la coupure temporelle en addition aux coupures *Loose*, afin d'améliorer la soustraction du fond.

Le tableau 10.1 résume les différents résultats obtenus.

### 10.2.3 Application de la coupure temporelle

Dans cette section, nous appliquerons les coupures Shower  $SG_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  dépendantes en énergie déterminées au chapitre précédent (notées E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ ) directement en addition des coupures *Loose* de l'analyse monoscopique.

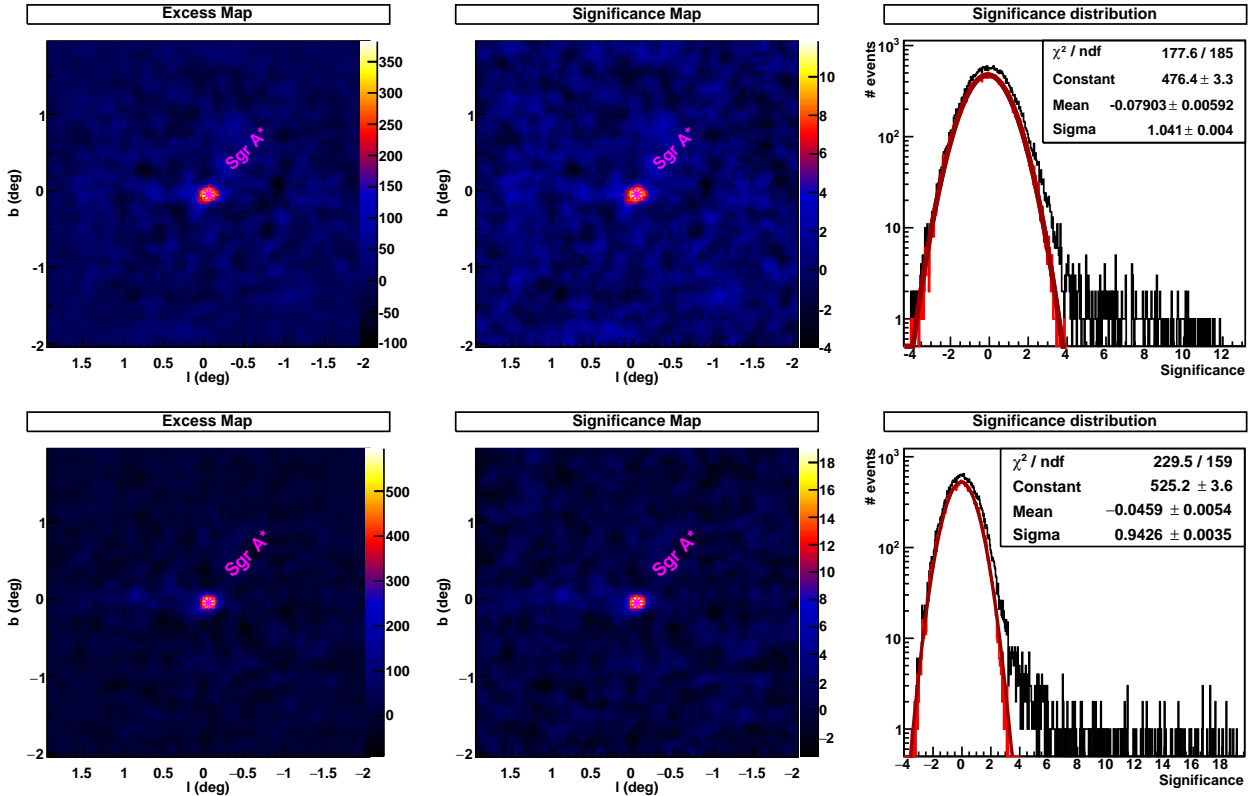
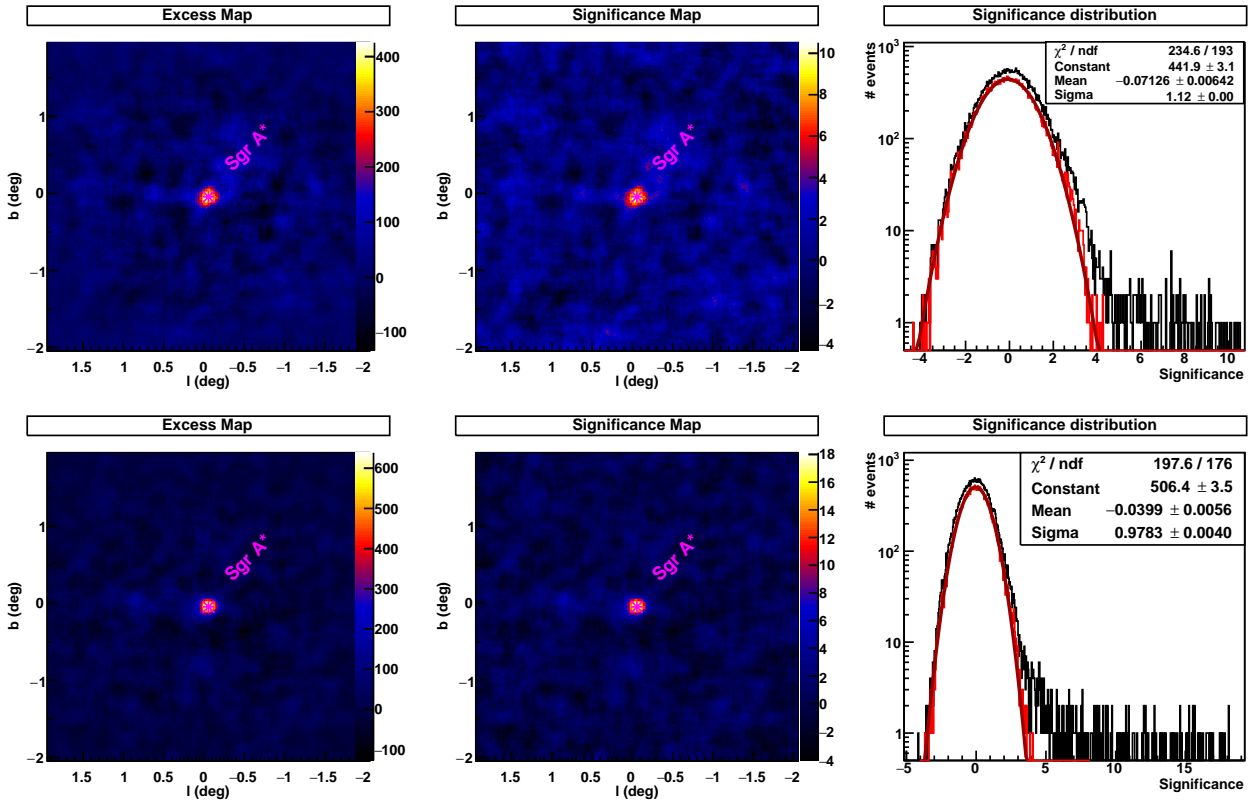
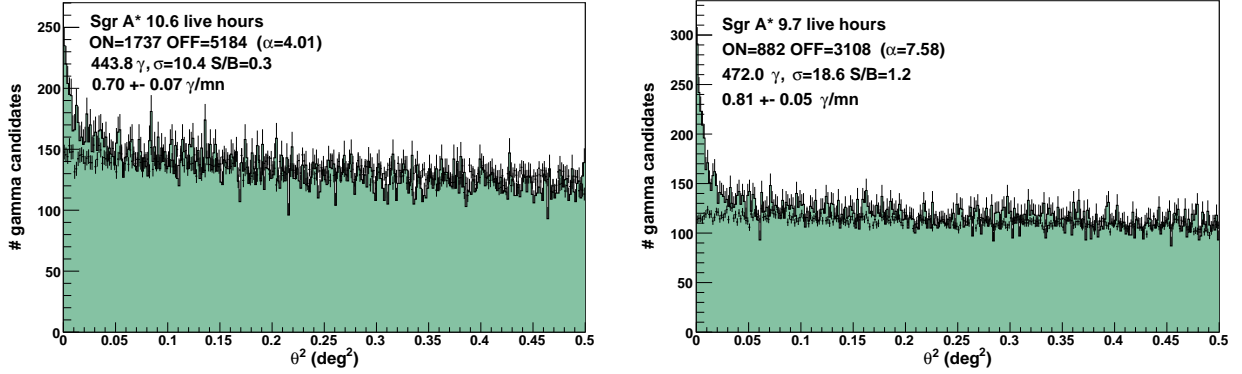

 (a) Analyses monoscopique (en haut) et stéréoscopique (en bas) avec les coupures *Standard*.

 (b) Analyses monoscopique (en haut) et stéréoscopique (en bas) avec les coupures *Loose*.

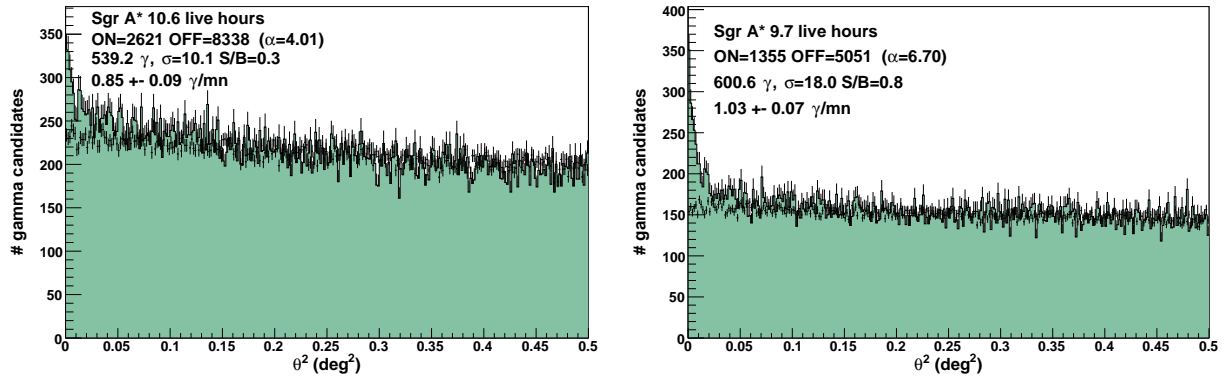
FIGURE 10.9 – cartes en excès d'événements (à gauche) et en significativité (au centre) de la région du Centre Galactique. A droite, distribution de la significativité de la source et des régions d'exclusion, en noir (voir figure 10.8), ainsi que du fond, en rouge, sur laquelle est ajustée une fonction gaussienne (en rouge foncé).

Coupures	$N_\sigma$	S/B	$N_\gamma$	$\sigma_{\text{OFF}}$
Mono <i>Standard</i>	10.6 $\sigma$	0.34	444	1.04 $\sigma$
Stereo <i>Standard</i>	18.6 $\sigma$	1.15	472	0.94 $\sigma$
Mono <i>Loose</i>	10.1 $\sigma$	0.26	539	1.12 $\sigma$
Stereo <i>Loose</i>	18.0 $\sigma$	0.80	601	0.98 $\sigma$

TABLE 10.1 – Résultats de l’analyse du Centre Galactique pour les coupures *Standard* et *Loose* où  $N_\sigma$  est la significativité de la source, S/B est le rapport de signal sur bruit,  $N_\gamma$  est l’excès d’événements et  $\sigma_{\text{OFF}}$  est la largeur de la distribution de significativité des régions OFF.



(a) Analyses monoscopique (à gauche) et stéréoscopique (à droite) avec les coupures *Standard*.



(b) Analyses monoscopique (à gauche) et stéréoscopique (à droite) avec les coupures *Loose*.

FIGURE 10.10 – Distributions de  $\theta^2$  issus des analyses du Centre Galactique. Les événements des régions ON sont présentés par la ligne continue et le fond en vert. La distribution des événements des régions OFF est normalisée et indiquée par la ligne noire pointillée.

La figure 10.11 présente la carte du Centre Galactique obtenue. La largeur de la distribution de significativité des événements du fond est de  $1.04 \sigma$ , ce qui est équivalent à ce que l'on avait obtenu avec les coupures *Standard*. La figure 10.13 montre une comparaison entre les cartes obtenue par les coupures *Loose* et *Loose + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$*  après avoir extrait les régions d'exclusion. Les deux cartes sont sensiblement équivalentes mais la largeur de la distribution de significativité du fond est plus proche de la valeur attendue pour un bruit de fond poissonnien en utilisant la coupure temporelle. Enfin la figure 10.12 présente la distribution de  $\theta^2$ , qui montre une détection avec  $10.1 \sigma$  similaire à celle obtenu sans la coupure temporelle. On observe une faible hausse du rapport signal sur bruit avec l'application de cette coupure.

Ces différents résultats sont présentés dans le tableau 10.2.

Coupures	$N_\sigma$	S/B	$N_\gamma$	$\sigma_{\text{OFF}}$
Mono <i>Standard</i>	$10.6 \sigma$	0.34	444	$1.04 \sigma$
Mono <i>Loose</i>	$10.1 \sigma$	0.26	539	$1.12 \sigma$
Mono <i>Loose</i> + E. Dep. $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$	$10.1 \sigma$	0.28	501	$1.04 \sigma$

TABLE 10.2 – Résultats de l'analyse monoscopique du Centre Galactique pour les coupures *Standard*, *Loose* et *Loose + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$* , où  $N_\sigma$  est la significativité de la source, S/B est le rapport de signal sur bruit,  $N_\gamma$  est l'excès d'événements et  $\sigma_{\text{OFF}}$  est la largeur de la distribution de significativité des régions OFF.

#### 10.2.4 Analyse spectrale

La reconstruction spectrale des événements issus de l'analyse monoscopique avec les coupures *Loose + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$*  est présentée sur la figure 10.14 par une loi de puissance avec coupure exponentielle. Cependant avec un faible temps d'observation, le nombre d'événements de haute énergie est insuffisant pour observer la coupure exponentielle. La norme  $\Phi_0$  et l'indice spectral  $\Gamma$  sont présentés ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 \Phi_0 &= (4.0 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.8_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, \\
 \Gamma &= 2.10 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}}
 \end{aligned}
 \tag{10.2}$$

L'indice spectral est compatible avec celui obtenus par les télescopes de la phase I de H.E.S.S. pour les données de 2004 à 2006 (voir équation 10.1). Cependant la norme est significativement plus élevée. Ceci peut provenir d'une erreur sur la calibration optique ou d'un problème de simulation des télescopes de la phase I ou de CT5.

L'énergie seuil atteinte pour cette analyse est de 80 GeV et les résidus de l'ajustement sont compatible avec zéro.

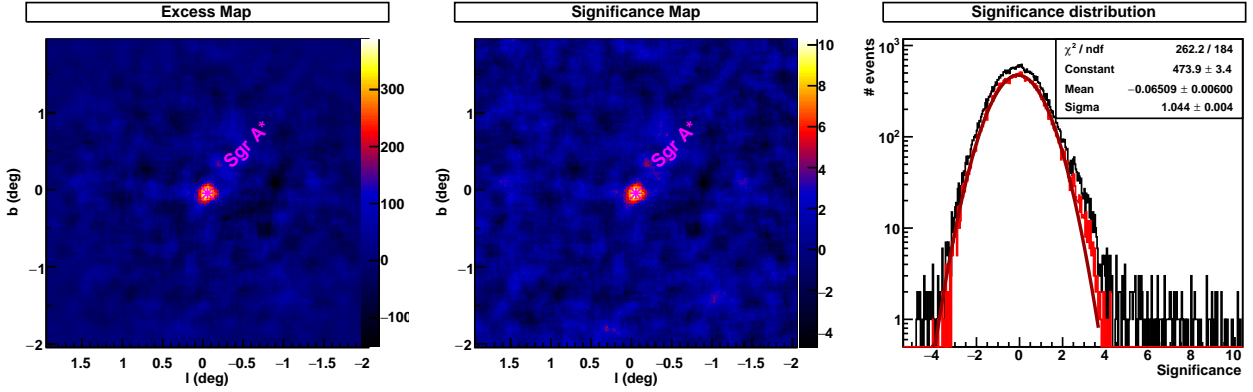


FIGURE 10.11 – cartes en excès d'événements d'événement (à gauche) et en significativité (au centre) de la région du Centre Galactique avec les coupures *Loose* + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ . A droite, distribution de la significativité de la source et des régions d'exclusion, en noir (voir figure 10.8), ainsi que du fond, en rouge, sur laquelle est ajustée une fonction gaussienne (en rouge foncé).

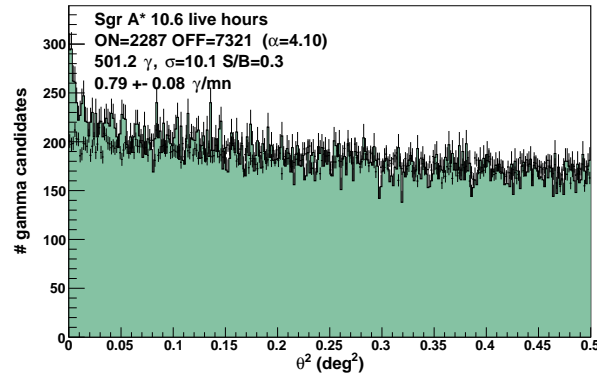


FIGURE 10.12 – Distributions de  $\theta^2$  issues de l'analyse monoscopique du Centre Galactique avec les coupures *Loose* + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ . Les événements des régions ON sont présentés par la ligne continue et le fond en vert. La distribution des événements des régions OFF est normalisée et indiquée par la ligne noire pointillée.

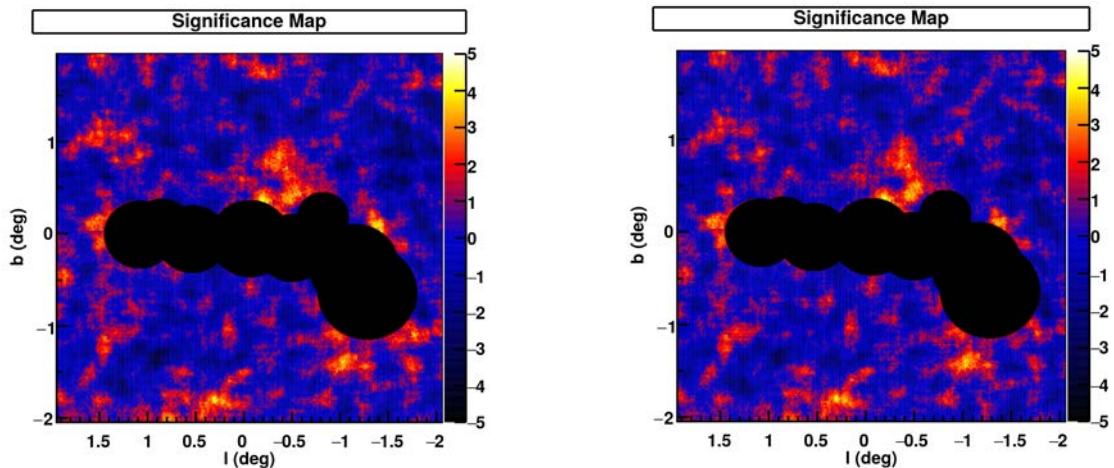


FIGURE 10.13 – Carte en significativité issue de l'analyse monoscopique du Centre Galactique avec les coupures *Loose* (à gauche) et *Loose* + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$  (à gauche). Un cache est appliqué sur les régions d'exclusion.

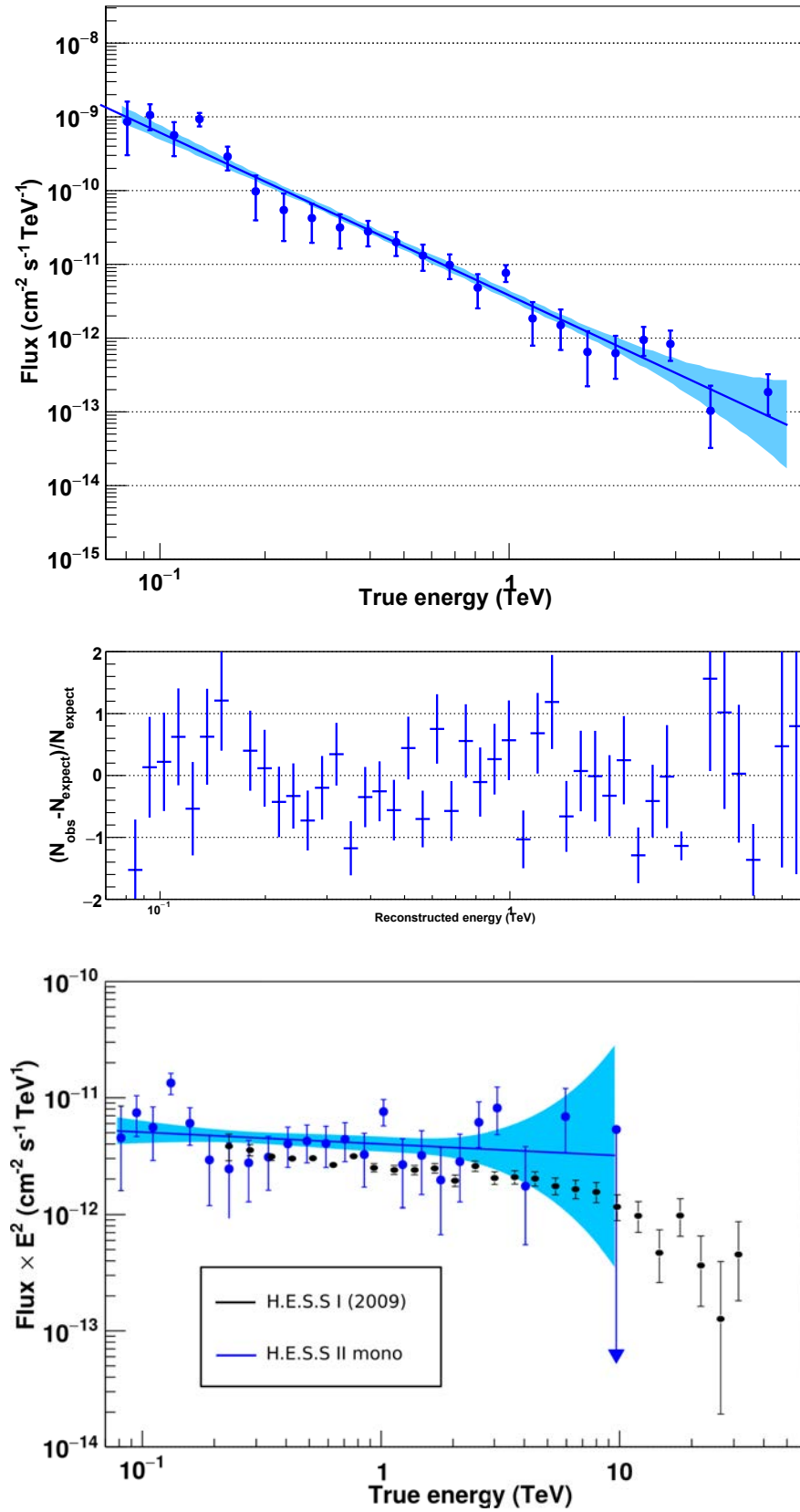


FIGURE 10.14 – En haut, spectre de la région du Centre Galactique ajusté par une loi de puissance pour les coupures *Loose* + E. Dep.  $G_{\text{NSB}}^{\text{ToM}}$ . Au milieu, résidu de cet ajustement. En bas, comparaison entre le spectre mesuré plus haut multiplié par l'énergie au carré avec les points du spectre obtenu en 2009 par [Aharonian, 2009]





# Conclusion

Le cinquième télescope CT5 de l'expérience H.E.S.S. est opérationnel depuis juillet 2012. C'est désormais le plus grand télescope à imagerie Cherenkov au monde. Il permet d'observer des photons gamma d'énergie supérieure à 30 GeV.

L'étalonnage de la caméra de CT5 fonctionne de la même manière que pour les autres télescopes et donne des résultats satisfaisants. L'étalonnage de la nouvelle variable enregistrée par CT5, le temps du maximum, a été développé durant cette thèse et permet de réduire la dispersion temporelle des pixels de la caméra jusqu'à 0.01 nanosecondes. D'autre part, l'étalonnage optique de CT5 par l'observation des anneaux de muons a été adapté à la géométrie elliptique du miroir. L'efficacité optique de CT5 est désormais connue avec une résolution de 5%. Une comparaison complète entre les chaînes d'étalonnage de Paris et de Heidelberg est en cours et permettra d'estimer l'incertitude systématique sur les paramètres d'étalonnage.

La reconstruction des images par modèle semi-analytique a été utilisée durant cette thèse. L'analyse des données de la phase II de H.E.S.S. a nécessité une adaptation récente de la chaîne d'analyse pour l'entrée du nouveau télescope et, pour la première fois dans le domaine des très hautes énergies, une reconstruction hybride, où des télescopes de géométrie différente sont utilisés, est fonctionnelle. Les performances des analyses monoscopique, stéréoscopique et combinée ont été présentées ainsi que leurs avantages et inconvénients. Si les analyses stéréoscopique et combinée posent encore quelques problèmes, l'analyse monoscopique est, quant à elle, bien maîtrisée.

L'amélioration de la reconstruction et de l'analyse monoscopique des données de CT5 ont constitué un effort important au cours de cette thèse. Ce type d'analyse est en effet moins contraint qu'une analyse stéréoscopique, mais il permet de réduire le seuil en énergie de l'expérience.

Les paramètres initiaux de l'ajustement par modèle semi-analytique ont été étudiés. En particulier, un double ajustement a été mis en place pour contraindre la reconstruction de la profondeur de première interaction et a permis d'augmenter le nombre de gamma reconstruits de près de 50%.

D'autre part, une étude systématique des différentes variables de réduction du bruit de fond a été effectuée. En particulier, le NSB Goodness dont la stabilité et la forte dépendance en énergie pose de réels problèmes pour baisser le seuil en énergie. Un NSB Goodness temporel, utilisant le temps du maximum a été développé pour palier à certains de ces problèmes. Une coupure dépendante en énergie sur le NSB Goodness temporelle permet ainsi de baisser le seuil

en énergie tout en gardant le contrôle sur les systématiques de soustraction du bruit de fond. Le seuil en énergie atteint est d'environ 60 GeV pour un télescope à 80% d'efficacité optique. Ce seuil peut encore être amélioré en remplaçant par exemple le NSB Goodness par une variable plus stable. De plus, le développement en cours d'un système de simulations acquisition par acquisition permettrait de mieux contraindre le bruit de fond.

Le Centre Galactique est une région complexe contenant de nombreux émetteurs potentiels à très haute énergie. Les observations multi-longueur d'onde des 200 parsecs autour du Centre Galactique ont été exposées pour présenter les différentes contributions. Une attention particulière a été apportée aux analyses des données de la phase I de H.E.S.S. au delà de 160 GeV. Les études sur la reconstructions morphologique et spectrale de la source centrale HESS J1745-290 et de l'émission diffuse ont été présentées.

Enfin, les cartes et distribution de  $\theta^2$  issus de l'analyse monoscopique et stéréoscopique du Centre Galactique avec les données de la phase II de H.E.S.S. ont permis de détecter la source centrale HESS J1745-290 avec une significativité d'environ  $10\sigma$  et  $18\sigma$  respectivement. De plus un spectre de HESS J1745-290 avec un seuil en énergie de 80 GeV a été obtenu par l'application des coupures développées pour l'analyse monoscopique. L'indice spectral observé est compatible avec celui qui a été publié avec les données de la première phase. Le flux, par contre, est significativement plus grand et nécessite une étude plus détaillée.



# Bibliographie

- Fermi, E. (1954). “Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation”. In : *An Int. Rev. Spectrosc. Astron. Phys.* (Cf. p. 16).
- Aharonian, F. A. et al. (2004b). “High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant.” In : *Nature* 432, p. 75–77. DOI : 10.1038/nature02960. arXiv : 0411533 [astro-ph] (cf. p. 20).
- Aharonian, F. A. et al. (2005e). “Detection of TeV gamma-ray emission from the shell-type supernova remnant RX J0852.0-4622 with HESS”. In : *Astron. Astrophys.* 10, p. 7–10. DOI : 10.1051/0004-6361:200500130 (cf. p. 20).
- Hoppe, S. et al. (2009). “Discovery of gamma-ray emission from the shell-type supernova remnant RCW 86 with H.E.S.S.” In : *AIP Conf. Proc.* T. 1085, p. 332–335. DOI : 10.1063/1.3076674. arXiv : 0810.2689 (cf. p. 20).
- Acero, F. et al. (2010a). “First detection of VHE gamma-rays from SN 1006 by HESS”. In : *Astron. Astrophys.* 2003. arXiv : arXiv:1004.2124v1 (cf. p. 20).
- Abramowski, A. et al. (2011). “A new SNR with TeV shell-type morphology : HESS J1731-347”. In : *Astron. Astrophys.* P. 1–10. DOI : 10.1051/0004-6361/201016425. arXiv : arXiv:1105.3206v1 (cf. p. 20).
- Aliu, E. et al. (2008). “Detection of pulsed gamma-rays above 25 GeV from the Crab pulsar”. In : *Science (80-. )*. 322.17, p. 1221–1224. DOI : 10.1126/science.1164718. arXiv : 0809.2998 [astro-ph] (cf. p. 21).
- Aliu, E. et al. (2011). “Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar”. In : *Science (80-. )*. 334, p. 17. DOI : 10.1126/science.1208192. arXiv : 1108.3797 (cf. p. 21).
- Gajdus, M. et al. (2015). “Pulsations from the Vela Pulsar down to 20 GeV with H.E.S.S. II”. In : *Int. Cosm. Ray Conf.* (Cf. p. 21).
- Bernlöhr, K. et al. (2003). “The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I : Layout and components of the system”. In : *Astropart. Phys.* 20.2, p. 111–128. DOI : 10.1016/S0927-6505(03)00171-3. arXiv : 0308247 [astro-ph] (cf. p. 31).
- Cornils, R. et al. (2003). “Mirror alignment and performance of the optical system of the H . E . S . S . imaging atmospheric Cherenkov telescopes”. In : *Int. Cosm. Ray Conf.* T. 7, p. 2882 (cf. p. 31).
- Koch, A. et al. (2001). “Quantum and Collection Efficiency Measurements of the Photonis XP2960 Photomultipliers”. In : *H.E.S.S. Intern. Note* (cf. p. 32).
- Cornils, R. et al. (2005). “The Optical System of the H.E.S.S. II Telescope”. In : *29th Int. Cosm. Ray Conf. Pune.* August, p. 2005 (cf. p. 33).
- Gottschall, D. et al. (2015). “The Mirror Alignment and Control System for CT5 of the H.E.S.S. experiment”. In : *Int. Cosm. Ray Conf.* (Cf. p. 33).

- Vacanti, G. et al. (1994). “Muon ring images with an atmospheric Čerenkov telescope”. In : *Astropart. Phys.* 2.1 (cf. p. 51).
- Rovero, A. C. et al. (1996). “Calibration of the Whipple atmospheric Cherenkov telescope”. In : *Astropart. Phys.* 5. DOI : 10.1016/0927-6505(95)00054-2 (cf. p. 53).
- Karimäki, V. (1991). “Effective circle fitting for particle trajectories”. In : *Nucl. Instruments Methods Phys. Resear* 305 (cf. p. 54, 56).
- Weisstein, E. W. “*Chi-Squared Distribution.*” *From MathWorld—A Wolfram Web Resource.* <http://mathworld.wolfram.com/Chi-SquaredDistribution.html> (cf. p. 58, 82).
- Mitchell, A.M.W. et al. (2015). “A Generic Algorithm for IACT Optical Efficiency Calibration using Muons”. In : *Int. Cosm. Ray Conf.* (Cf. p. 60).
- Hillas, A. M. (1985). “Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma”. In : *Int. Cosm. Ray Conf.* P. 445–448 (cf. p. 71).
- De Naurois, M. et al. (2012). “L’astronomie de très haute énergie. Ouverture d’une nouvelle fenêtre astronomique sur l’Univers non thermique.” Thèse de doct. (cf. p. 74, 92).
- Le Bohec, S. et al. (1998). “A new analysis method for very high definition Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes as applied to the CAT telescope”. In : *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 416.2-3, p. 425–437. DOI : 10.1016/S0168-9002(98)00750-5. arXiv : 9804133 [astro-ph] (cf. p. 75).
- De Naurois, M. et al. (2009). “A high performance likelihood reconstruction of  $\gamma$ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes”. In : *Astropart. Phys.* 32.5, p. 231–252. DOI : 10.1016/j.astropartphys.2009.09.001. arXiv : 0907.2610 (cf. p. 75, 76, 83).
- Levenberg, K. (1944). “A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares”. In : *Quart. Appl. Math.* T. 2, p. 164–168. DOI : citeulike-article-id:2946351 (cf. p. 77, 92).
- Marquardt, D. W. (1963). *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters.* DOI : 10.1137/0111030 (cf. p. 77).
- F. Aharonian et al. (2006). “Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.”. In : *Astron. Astrophys.* 5351, p. 899–915. DOI : 10.1051/0004-6361:20065351. arXiv : 0607333 [astro-ph] (cf. p. 78, 94).
- Li, T.-P. et al. (1983). “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy”. In : *Astrophys. J.* 272, p. 317. DOI : 10.1086/161295. arXiv : 0903.1582 (cf. p. 82).
- Bernlohr, K. et al. (2013). “Monte carlo design studies for the cherenkov telescope array”. In : *Astropart. Phys.* 43, p. 171–188. DOI : 10.1016/j.astropartphys.2012.10.002. arXiv : 1210.3503 [astro-ph.IM] (cf. p. 86).
- Thomas Vestrand, W. et al. (1995). “High-Energy Gamma Rays from the BL Lacertae Object PKS 2155-304”. In : *Astrophys. J.* 454, p. L93 (cf. p. 95).
- Chadwick, P. M. et al. (1999). “Very High Energy Gamma Rays From PKS 2155-304”. In : *Astrophys. J.* 513, p. 161–167 (cf. p. 96).
- Aharonian, F. et al. (2005a). “H.E.S.S. observations of PKS 2155-304”. In : *Astron. Astrophys.* 430.3, p. 865–875. DOI : 10.1051/0004-6361:20041853 (cf. p. 96).
- Aliu, E. et al. (2009). “Improving the performance of the single-dish Cherenkov telescope MAGIC through the use of signal timing”. In : *Astropart. Phys.* 30, p. 293–305. DOI : 10.1016/j.astropartphys.2008.10.003. arXiv : 0810.3568 (cf. p. 108).
- Prokoph, H. (2009). “Investigations on gamma-hadron separation for imaging Cherenkov telescopes exploiting the time development of particle cascades”. Thèse de doct. (cf. p. 108).

- Aharonian, F. et al. (2005c). “Very high energy gamma rays from the composite SNR G0.9+0.1”. In : *Astron. Astrophys.* 153, p. 5–9. DOI : 10.1051/0004-6361:200500022. arXiv : 0501265 [arXiv:astro-ph] (cf. p. 120).
- Muno, M. P. et al. (2009). “A Catalog of X-ray Point Sources from Two Megaseconds of Chandra Observations of the Galactic Center”. In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 181.1, p. 110–128. DOI : 10.1088/0067-0049/181/1/110. arXiv : 0809.1105 (cf. p. 122).
- Sakano, M. et al. (2003). “The XMM-Newton view of the Galactic Centre”. In : *Work. Galaxies Clust. Galaxies*, p. 9–12 (cf. p. 122).
- Belanger, G. et al. (2006). “A persistent high-energy flux from the heart of the Milky Way : Integral’s view of the Galactic center”. In : *Astrophys. J.* 636.1, p. 275–289 (cf. p. 123).
- Tsuchiya, K. et al. (2004). “Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II”. In : *Astrophys. J.* 606, p. L115–L118 (cf. p. 123).
- Kosack, K. et al. (2004). “TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center”. In : *Astrophys. J.* 608, p. L97–L100 (cf. p. 123).
- Aharonian, F. et al. (2004a). “Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A\*.” In : *Astron. Astrophys.* P. 1–5. DOI : 10.1051/0004-6361:200400055. arXiv : 0408145 [astro-ph] (cf. p. 123, 127).
- Albert, J. et al. (2006). “Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope”. In : *Astrophys. J.* 638.2, p. L101–L104. DOI : 10.1086/501164. arXiv : 0512469 [astro-ph] (cf. p. 123).
- Abdo, A. A. et al. (2009). “Fermi/Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List”. In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 183.1, p. 46. DOI : 10.1088/0067-0049/183/1/46. arXiv : 0902.1340 (cf. p. 123).
- Nolan, P. L. et al. (2011). “Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog”. In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 199.2, p. 108. DOI : 10.1088/0067-0049/199/2/31. arXiv : 1108.1435 (cf. p. 123).
- Tsuboi, M. et al. (1999). “Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data”. In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 120.1, p. 1–39. DOI : 10.1086/313165 (cf. p. 124).
- Molinari, S. et al. (2011). “A 100 pc elliptical and twisted ring of cold and dense molecular clouds revealed by Herschel around the Galactic Center” (cf. p. 123).
- Maeda, Y. et al. (2002). “A Chandra Study of Sagittarius A East : A Supernova Remnant Regulating the Activity of Our Galactic Center ?” In : *Astrophys. J.* 570.2, p. 671–687. DOI : 10.1086/339773. arXiv : 0102183 [astro-ph] (cf. p. 125, 126).
- Yusef-Zadeh, F. et al. (1999). “The position of Sagittarius A\* at the galactic center”. In : *Astrophys. J.* 518, p. L33–L35 (cf. p. 126).
- Sakano, M. et al. (2004). “XMM-Newton observations of Sagittarius A East”. In : *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 350.1, p. 129–139. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2004.07571.x. arXiv : 0312541 [astro-ph] (cf. p. 126).
- Wang, Q. D. et al. (2006). “G359.95-0.04 : An energetic pulsar candidate near Sgr A”. In : *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 367.3, p. 937–944. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2006.09998.x. arXiv : 0512643 [astro-ph] (cf. p. 126, 131).
- Aharonian, F. et al. (2006). “Discovery of very-high-energy gamma-rays from the Galactic Centre ridge.” In : *Nature* 439, p. 695–698. DOI : 10.1038/nature04467. arXiv : 0603021 [astro-ph] (cf. p. 127, 130, 131).

- Aharonian, F. et al. (2005d). “Very high energy gamma rays from the composite SNR G0.9+0.1”. In : *Astron. Astrophys.* 153, p. 5–9. DOI : 10.1051/0004-6361:200500022. arXiv : 0501265 [arXiv:astro-ph] (cf. p. 129).
- Acero, F. et al. (2010b). “Localizing the VHE gamma-ray source at the Galactic Centre”. In : *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 402, p. 1877–1882. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2009.16014.x (cf. p. 130).
- Aharonian, F. et al. (2009). “Spectrum and variability of the Galactic center VHE  $\gamma$ -ray source HESS J1745–290”. In : *Astron. Astrophys.* 503.3, p. 817–825. DOI : 10.1051/0004-6361/200811569. arXiv : arXiv:0906.1247v1 (cf. p. 131, 138).
- Liu, S. et al. (2005). “Stochastic Electron Acceleration During the Near-Infrared and X-Ray Flares in Sagittarius A\*”. In : *Astrophys. J.* 636, p. 798–803 (cf. p. 131).
- Aharonian, F. et al. (2005b). “TeV gamma rays from the Galactic Center”. In : *Astrophys. Space Sci.* 300.1, p. 255–265. arXiv : 0503354 [astro-ph] (cf. p. 131).
- Hinton, J. A. et al. (2006). “Inverse Compton Scenarios for the TeV Gamma-Ray Emission of the Galactic Centre”. In : *Astrophys. J. P.* 10. DOI : 10.1086/510283. arXiv : 0607557 [astro-ph] (cf. p. 131).
- Parsons, R.D. et al. (2015). “Sgr A\* Observations with H.E.S.S. II”. In : *Int. Cosm. Ray Conf.* (Cf. p. 133).





## Résumé

La phase II de l'expérience H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est constituée de cinq télescopes à imagerie Cherenkov dédiés à l'observation de sources astrophysiques de l'hémisphère sud émettant des photons au-delà de 30 GeV. Cette thèse présente le fonctionnement de cet instrument ainsi que toute la chaîne d'analyse associée avec une attention particulière sur le cinquième télescope mis en opération en juillet 2012. Les méthodes d'étalonnage du système sont détaillées. Ensuite, une méthode d'analyse des données, basée sur un modèle semi-analytique de développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère, est expliquée. Une méthode de reconstruction du spectre en énergie des sources de photon gamma de haute énergie est présentée.

Les méthodes de sélection des photons gamma parmi le bruit de fond de hadrons sont étudiées. En particulier, le développement d'une nouvelle variable de rejet du bruit de fond utilisant les données temporelles du cinquième télescope est exposé. Une étude systématique des performances de l'analyse ainsi que des coupures de sélection des photons gamma est effectuée dans le but d'atteindre le plus bas seuil en énergie possible en contrôlant la soustraction du bruit de fond.

Le Centre Galactique a longuement été observé par H.E.S.S., qui a mis à jour une source ponctuelle très brillante à très haute énergie ainsi qu'une émission diffuse le long du plan Galactique. Les observations du Centre Galactique par la phase II de H.E.S.S. au cours de l'année 2014 sont présentées. Une reconstruction spectrale de la source centrale est effectuée.

Mots clés : astronomie gamma de très haute énergie, imagerie Cherenkov, H.E.S.S., étalonnage, reconstructions spectrales, Centre Galactique, rayons cosmiques.

## Abstract

The phase II of the H.E.S.S. experiment (High Energy Stereoscopic System) consists of five imaging atmospheric Cherenkov telescopes to study the southern astrophysical sources above 30 GeV. This thesis present the detector as well as the analysis chain, with a deep look on the fifth telescope commissioned on July 2012. The calibration method are described in detail. Then, an analysis based on a semi-analytical model of the electromagnetic shower development in the atmosphere is explained. A tool to reconstruct the energy spectrum of the very high energy gamma ray sources is presented.

The methods of gamma ray selection among the hadron background are studied. Especially, the development of a new variable using the temporal data of the fifth telescope for the background rejection is shown. A systematic study of the analysis performances and of the selection cuts is accomplished, in order to reach the lowest energy threshold while keeping control of the background subtraction.

The Galactic Centre has long been observed by H.E.S.S., which has detected a bright and punctual source at very-high energy as well as a diffuse emission along the Galactic plan. The Galactic Centre observations performed by the phase II of H.E.S.S. during the year 2014 are presented. A spectral reconstruction of the central source is performed.

Keywords : very high energy gamma-ray astronomy, imaging atmospheric Cherenkov, H.E.S.S., calibration, spectral reconstructions, Galactic Centre, cosmic rays.